owski
i
zewski

RYS
YKI

ZARYS FIZYKI

NAPISALI

AUGUST WITKOWSKI

I

KONSTANTY ZAKRZEWSKI

WYDANIE TRZECIE PRZEJRZANE I UZUPEŁNIONE

LWÓW—WARSZAWA—KRAKÓW
WYDAWNICTWO ZAKŁADU NARODOWEGO IMIENIA OSSOLIŃSKICH
1926

Z DRUKARNI ZAKŁADU NARODOWEGO IMIENIA OSSOLIŃSKICH
POD ZARZĄDEM JÓZEFA ZIEMBIŃSKIEGO.

SPIS RZECZY.

CZĘŚĆ SZÓSTA. ŚWIATŁO.

PRZEDMOWA DO PIERWSZEGO WYDANIA.

W literaturze naszej brak podręcznika fizyki, stojącego na poziomie pośrednim między „Zasadami fizyki“ ś. p. Augusta Witkowskiego a podręcznikami gimnazjalnemi. Brak ten odczuwają przedewszystkiem słuchacze pierwszego roku Uniwersytetu i szkół równorzędnych, może w równej mierze ci, którzy nie poświęcają się specjalnie studjom fizyki, jak i fizycy z zawodu. Nie z powodu, iżby „Zasady“ były dla nich zbyt trudne, ile ze względu, iż są obszerne i wymagają do przerobienia więcej czasu, aniżeli można zazwyczaj poświęcić fizyce na pierwszym roku studjów.

Postanowiliśmy zatem zaradzić temu brakowi i napisać książkę, przeznaczoną przedewszystkiem dla młodszych słuchaczy szkół wyższych, która, będąc w pewnej mierze streszczeniem „Zasad“, zawiera treść wykładów fizyki doświadczalnej, jakieśmy wygłaszali w Uniwersytecie Jagiellońskim.

Opracowanie materjału w tej książce zawartego wykonaliśmy wspólnie, aż do części IV włącznie. Część V napisał wyłącznie pierwszy, część VI wyłącznie drugi z autorów.

Wydanie tej książki, której rękopis był ukończony już w r. 1913, opóźniło się wskutek śmierci ś. p. Augusta Witkowskiego, jak również wskutek trudności wydawniczych, wynikłych z powodu wojny.

Konstanty Zakrzewski.

We Lwowie, 1916 r.

PRZEDMOWA DO DRUGIEGO WYDANIA.

Pomijając drobne zmiany, wprowadzone gdzie niegdzie celem większej jasności lub ścisłości wykładu, tekst drugiego wydania różni się tem tylko od tekstu pierwszego, że zawiera opis motorów wybuchowych, tudzież rozważania, dotyczące oporu cieczy i gazów i własności prądów elektrycznych przemiennych.

K. Z.

W Krakowie, 1920 r.

PRZEDMOWA DO TRZECIEGO WYDANIA.

W niniejszem wydaniu zwrócono większą niż w poprzednich uwagę na wymiary wielkości fizycznych. Fakt ten pociągnął za sobą konieczność zmian, szczególnie w rozdziale o elektryczności. Materjał rzeczowy książki został tylko nieznacznie rozszerzony przez uzupełnienia, odnoszące się do drgań elektrycznych, do promieni dodatnich i t. p.

K. Z.

W Krakowie, 1925 r.

WSTĘP.

1. Czem zajmuje się fizyka. Wszelką zmianę w otaczającym nas świecie nazywamy *zjawiskiem*. Zjawiskiem jest spadanie ciężaru i kropli deszczu; zjawiskiem jest wschód słońca i zgaszenie lampy, wybuch wulkanu i rozwinięcie się kwiatu. Wszystkie zjawiska podpadają pod prawa fizyki, ale nie wszystkiemi fizyka się zajmuje. Wybuchem wulkanu zajmuje się geolog, ale rzeczą fizyki jest zbadać objawy prężności silnie zgęszczonych gazów i ruchy brył, wyrzuconych w powietrze. Powstawanie i spadanie kropli deszczowych jest przedmiotem meteorologji, ale rzeczą fizyki jest określić warunki skraplania się pary wodnej, czy ono odbywa się w chmurze, czy w kotle parowym. Zadaniem fizyki jest ścisłe, ilościowe określenie ogólnych prawidłowości, jakie rządzą światem materjalnym, bez względu na szczególną postać, w jakiej materja się przedstawia, czy to będzie materja ciał niebieskich, czy ziemi; wyrób przemysłu, czy ciało spotkane w przyrodzie; materja martwa, czy składnik istoty żyjącej. To samo zadanie ma chemja; prócz praktycznej, żadna granica zasadnicza nie dzieli tych dwu nauk. Obie zajmują się najogólniejszemi prawami zjawisk w przyrodzie, dlatego też obie stanowią podstawę wszelkich innych nauk przyrodniczych, zarówno tych, które zajmują się materją martwą, jak i nauk biologicznych.

Przebieg zjawiska uważa się w fizyce wtedy dopiero za określony ściśle i wyczerpująco, kiedy ono zostało odmierzone, czy odważone i opisane liczbami. Niedość było wiedzieć, że światło potrzebuje pewnego czasu, żeby przejść od słońca do ziemi, należało czas ten dokładnie odmierzyć. Między liczbami, określającemi podobne albo pokrewne zjawiska, można często wykazać pewne stałe związki, dające się wyrazić ogólnemi algebraicznemi równaniami. Z równań takich, drogą czysto matematycznego rozumowania, można wysnuwać nowe wnioski, tyczące się przebiegu zbadanych zjawisk albo nawet przepowiadać nowe. Nie należy jednak sądzić, żeby rachunkiem można było odkrywać nowe fakty fizyczne. Rachunek może dać w swym wyniku tylko to, co tkwiło już w jego założeniu, choć może nieuświadomione. Jedynem źródłem poznania przyrody jest spostrzeżenie, doświadczenie, pomiar.

Przekonamy się w dalszym ciągu, że do ilościowego określenia przebiegu zjawisk fizycznych wystarczy mieć miary długości, czasu i masy. Inne miary, np. wielkości elektrycznych lub cieplnych, dadzą się już ustalić na podstawie tych trzech. Te zaś, tak zwane miary zasadnicze, można dobrać sobie według upodobania; rozstrzyga w tej mierze zwyczaj i powszechna umowa.

2. Miary długości i ich pochodne. Podstawą tych miar jest „metr międzynarodowy“ *(m)*, równy odstępowi dwu kresek naznaczonych na sztabie platynowej, przechowywanej w biurze międzynarodowem miar i wag w Paryżu. Miara czyli jednostka zasadnicza długości, używana w fizyce, jest setną częścią długości tego metra, zwana *centymetrem (cm)*. Inne wielokrotności albo poddziały metra, używane w praktyce, mają następujące wartości wyrażone w centymetrach:

kilometr *(km)* $= 10^5$ *cm*,
metr *(m)* $= 10^2$ *cm*,
milimetr *(mm)* $= 10^{-1}$ *cm*,
mikron (μ) $= 10^{-4}$ *cm*.

Przy ustalaniu jednostki długości w r. 1790 w Paryżu postanowiono, żeby długość ćwiartki południka ziemskiego, przechodzącego przez Paryż, była prawdziwą jednostką, metr zaś wzorcowy, o którym była mowa powyżej, przyrównano do $\frac{1}{10000000} = 10^{-7}$ tej jednostki. Później jednak przekonano się, że prawdziwa długość ćwiartki południka wynosi 10002000 *m*.

Jednostką pola jest pole kwadratu, którego bok ma długość jednego centymetra. Nazywamy ją „*centymetrem kwadratowym*“. Ażeby przypomnieć dobrze w geometrji znany związek między wielkością pola kwadratu a długością jego boków, piszemy:

centymetr kwadratowy $= 1\ cm \times 1\ cm = 1\ cm^2$

i powiadamy, że „*wymiar*“ pola jakiegokolwiek jest długość w kwadracie.

W zupełnie podobny sposób tworzymy *jednostkę objętości i pojemności;* jest nią objętość sześcianu prostokątnego, którego każda krawędź ma długość 1 *cm;* jednostkę tę nazywamy „centymetrem sześciennym“ (1 cm^3); wymiar objętości jest długość do potęgi trzeciej.

3. Miary czasu. Podstawą miar czasu są zjawiska astronomiczne, a mianowicie dzienny obrót ziemi około osi i roczny jej bieg około słońca. Pierwszy z tych ruchów odbywa się jednostajnie i jest przyczyną pozornego dziennego obrotu kuli niebieskiej od wschodu ku zachodowi, wraz ze słońcem i z gwiazdami stałemi, które na niej widzimy. Czas, odpowiadający jednemu obrotowi, nazywamy *dniem gwiazdowym*. Okrążając ziemię codziennie od wschodu ku zachodowi, słońce cofa się jednocześnie zwolna wśród gwiazd stałych w kierunku przeciwnym. W ciągu 366.242201 dni gwiazdowych (rok zwrotnikowy) okrąża ono tym sposobem całą kulę niebieską. Liczba dokonanych przez nie w ciągu tego czasu

obrotów około ziemi będzie zatem o jeden mniejsza od liczby obrotów gwiazd; wynosi przeto 365·242201. Obroty codzienne słońca nie mają jednakowoż jednakowego trwania, gdyż cofanie się słońca wśród gwiazd, będące odbiciem krążenia ziemi około słońca, nie odbywa się jednostajnie. Ażeby tedy uzyskać jednostajną miarę czasu, bodaj przybliżenie zgodną z ruchami słońca, dzieli się rok zwrotnikowy na tyle części równych, ile razy słońce okrąża pozornie ziemię w ciągu tego czasu. Każda z tych części nazywa się *dniem średnim* = 24 godz. = 1440 minut = 86400 sekund średnich. *Sekunda średnia (sek)* jest jednostką czasu, używaną zarówno w nauce, jak w życiu codziennem.

Skoro 366·242201 dni gwiazd. = 86400 × 365·242201 sek. średn. przeto 1 dzień gwiazdowy, t. j. trwanie jednego obrotu ziemi wynosi 86164·09 sekund średnich.

4. **Miary masy.** Dobrze z codziennego życia znane miary wagowe służą też w fizyce do mierzenia mas (ust. 14). Zasadniczą jednostką tych miar jest *gram (gr)*, określony jako masa jednego centymetra sześciennego wody w temperaturze 4-ch stopni Celsjusza. Wielokrotnościami i poddziałami grama są miary następujące:

tonna czyli masa 1-go metra sześciennego wody $= 10^6$ *gr*,
kilogram czyli masa 1-ego litra wody $= 10^3$ *gr*,
miligram czyli masa 1-ego mm^3 wody $= 10^{-3}$ *gr*.

Układ miar, w którym za jednostki zasadnicze długości, masy i czasu przyjmuje się *cm*, *gr* i *sek*, nazywa się układem c. g. s.

Inne jednostki, służące do mierzenia innych wielkości, nazywamy jednostkami pochodnemi, albowiem określamy je przy pomocy jednostek zasadniczych, na podstawie związków geometrycznych, kinematycznych albo fizycznych, jakie zachodzą pomiędzy danemi wielkościami a długością, masą i czasem. Związki te określają wymiary różnych wielkości, tudzież pozwalają sprowadzić jednostki, zapomocą których mamy je mierzyć, do jednostek zasadniczych. Jeżeli np. pewna wielkość A jest określona jako stosunek pewnej długości do pewnego czasu, wówczas wymiarem wielkości A jest „długość podzielona przez czas“, zaś jako jednostkę do mierzenia A obieramy tę jej wartość, jaką ona przyjmuje wówczas, gdy długość jest równa 1 *cm*, a czas 1 *sek*.

Liczba, która określa, ile jednostek zawiera dana wielkość fizyczna, nazywa się *wartością liczbową* tej wielkości.

Jeżeli dwie wielkości fizyczne posiadają jednakowe wymiary, a ich wartości liczbowe są sobie równe, powiadamy, że wielkości równają się sobie. Naodwrót, każde równanie pomiędzy wielkościami fizycznemi winno posiadać wymiary po obu stronach jednakowe.

CZĘŚĆ I.

O ruchu, sile i energji.

ROZDZIAŁ I.

Zasady dynamiki.

5. **O ruchu.** Zmiana wzajemnego położenia ciał jest najprostszem ze zjawisk, któremi zajmuje się fizyka. Zjawisko to nazywamy ruchem, zaś nauka o ruchu nosi nazwę *dynamiki.*

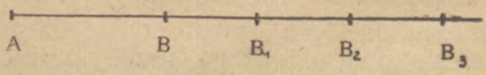
Najprostszym przypadkiem ruchu jest ten, gdy mamy do czynienia z dwoma ciałami, których wzajemna odległość ulega zmianie: np. kamień, spadający na ziemię, pociąg, oddalający się od stacji. Są to przykłady ruchu kamienia *względem* ziemi, ruchu pociągu *względem* stacji i t. p. Nie znamy wcale ruchu bezwzględnego, przy rozpatrywaniu którego nie trzebaby nic mówić o tem drugiem ciele albo o innych ciałach, względem których ruch się odbywa.

Chcąc opisać ruch pewnego ciała, obieramy przedewszystkiem ciała, względem których ruch ma być opisany. Z temi ciałami łączymy pewne utwory geometryczne, np. trzy płaszczyzny przecinające się prostopadle; przy pomocy tych utworów określamy położenie badanego ciała. Takie utwory nazywamy *układem odniesienia.*

Jeżeli naszym celem jest jedynie opis ruchu, wówczas wybór układu odniesienia, względem którego ruch ma być opisany, można uważać jako obojętny. Możemy np. układ odniesienia połączyć z ziemią, wtedy znajdziemy ruch względem ziemi; możemy równie dobrze układ odniesienia związać ze słońcem, które będziemy uważać jako nieruchome. Oczywistą jest rzeczą, że ruch względem ziemi jest inny, aniżeli względem słońca. Jednakowoż, jeżeli nie zadawalniamy się samym tylko opisem ruchu, jeżeli przeciwnie staramy się ustalić, jakie są czynniki fizyczne, które wpływają na ruch, wówczas wybór układu odniesienia nie jest obojętny. Prawa rządzące ruchem są prostsze, jeżeli odniesiemy ruch np. do słońca zamiast do ziemi. W wykładzie naszym będziemy zakładali, że układ odniesienia, względem którego będziemy opisywali i badali różne ruchy, jest związany z t. zw. stałemi gwiazdami. Gdybyśmy od tego założenia mieli odstąpić, uprzedzimy o tem czytelnika wyraźnie.

Niekiedy zdarza się, że wszystkie punkty ciała poruszają się jednakowo, np. gdy sanki jadą po drodze prostej. Wtedy ruch nazywa się *postępowym*. W innych przypadkach ruch rozmaitych punktów ciała jest różny, np. w ruchu kół jadącego wozu. Czasami jednak i w takich przypadkach ograniczamy się do poznania ruchu jednego tylko punktu, np. osi koła. Na takie uproszczenie można sobie pozwolić tem łatwiej, im mniejszemi są rozmiary poruszającego się ciała; wtedy nazywamy je punktem materjalnym.

6. Ruch jednostajny. Jeżeli punkt materjalny B porusza się po linji prostej tak, że odstęp B od pewnego stałego punktu A zwiększa się w jednakowych, choćby dowolnie małych odstępach czasu o jednakową liczbę centymetrów, wtedy ruch nazywamy „*jednostajnym*". Ryc. 1. pomoże uzmysłowić sobie ruch jednostajny punktu, który przebywa w pierwszej sekundzie drogę BB_1, w drugiej drogę $B_1B_2 = BB_1$, w trzeciej drogę B_2B_3 równa każdej z dwóch pierwszych i t. d.



Ryc. 1.

Jeżeli droga przebyta w ruchu jednostajnym w ciągu t *sek* wynosi s *cm*, to na jednę sekundę przypada $\frac{s}{t}$. Stosunek drogi s do czasu t nazywa się *prędkością* ruchu jednostajnego; oznaczać ją będziemy przez v; mamy zatem:

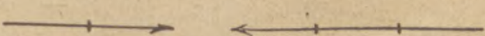
$$v = \frac{s}{t}.$$

Wymiarem prędkości jest długość podzielona przez czas.

Opierając się na wzorze, który określa prędkość, obieramy jako jednostkę prędkości prędkość takiego ruchu, w którym droga 1 *cm* jest przebyta w czasie 1 *sek*. Jednostkę tę oznaczamy przez 1 $\frac{cm}{sek}$.

Możemy teraz powiedzieć krótko, że ruch jest jednostajnym wtedy, gdy prędkość jest we wszystkich punktach drogi jednakowa.

Różne ruchy jednostajne różnią się nietylko wielkością prędkości, ale też kierunkiem ruchu. Możemy prędkość przedstawić graficznie, rysując odcinek prostej, mający tyle stosownie dobranych jednostek długości, ile jednostek prędkości zawiera prędkość uważanego ruchu i kierunek taki, w jakim ruch się odbywa. Np. ryc. 2. wyobraża dwa ruchy jednostajne: w pierwszym z nich prędkość wynosi $2\frac{cm}{sek}$; jest skierowana od lewej ku prawej ręce, w drugim prędkość wynosi $3\frac{cm}{sek}$; jest skierowana przeciwnie.


Ryc. 2.

Ruchem w przybliżeniu jednostajnym jest np. ruch piłki, rzuconej na gładkiej podłodze, człowieka, ślizgającego się bez rozpędu na lodzie itp.

7. **Ruchy prostolinijne zmienne.** Ruch pociągu, ruszającego ze stacji albo ruch ciała jakiego, upuszczonego z ręki, nie jest ruchem jednostajnym, lecz zmiennym; drogi, przebyte w równych czasach rosną z biegiem czasu. Ruchy takie nazywamy *przyśpieszonemi*. Przeciwnie, gdy przedmiot jaki rzucimy pionowo w górę, ruch będzie *opóźniony*.

Żeby określić prędkość, jaką ciało, poruszające się ruchem zmiennym, posiada w pewnej chwili t swego ruchu, rozumujemy w sposób następujący:

Uważajmy drogę s, przebytą w odstępie czasu zawartym między t, a inną jaką chwilą t'. Odstęp $t'-t$ oznaczymy przez τ. Stosunek $\frac{s}{\tau}$ nazywamy *średnią prędkością* ruchu w uważanym odstępie czasu. Znając średnią prędkość, można oczywiście obliczyć drogę, przebytą w odstępie τ, tak, jakby dany ruch zmienny był ruchem jednostajnym.

Wartość średniej prędkości będzie jednak zależeć od tego, czy chwila t' jest bliższa, czy dalsza od chwili t. Jeżeli jednak skierujemy uwagę tylko na chwile bardzo mało różne od chwili t, wtedy różnice między różnemi, różnym chwilom t' odpowiadającemi, średniemi prędkościami będą bardzo małe. Albowiem stan ruchu w chwilach bezpośrednio następujących po t może się różnić tylko nieznacznie od stanu ruchu w samejże chwili t. Można zatem przyjąć, że średnia prędkość, obliczona dla bardzo małego odstępu czasu τ, jest taka sama, jak rzeczywista prędkość ruchu w chwili t.

Tak określona prędkość jest w ruchach zmiennych ciągle inna. Ścisłą definicją prędkości w ruchu zmiennym jest następująca: prędkością w chwili t jest granica, do której dąży średnia prędkość w miarę, jak odstęp czasu τ czynimy coraz to mniejszym.

Niechaj prędkość ruchu zmiennego w czasie t wynosi v, zaś w czasie późniejszym t' prędkość równa się v'. Stosunek zmiany prędkości $v'-v$ do czasu $t'-t$, w którym ta zmiana nastąpiła, nazywa się średniem *przyśpieszeniem* ruchu w uważanym czasie. Przyśpieszenie będziemy oznaczać przez γ. Mamy zatem:

$$\gamma = \frac{v'-v}{t'-t}.$$

Wymiarem przyśpieszenia jest wymiar prędkości podzielony przez czas, czyli długość podzielona przez kwadrat czasu. Jednostka przyśpieszenia jest $1\frac{cm}{sek^2}$. Jest to przyśpieszenie ruchu, w którym prędkość zmienia się w przeciągu jednej sekundy o $1\frac{cm}{sek}$.

Jeżeli pociąg kolejowy wyjedzie ze stacji z prędkością zero, a po upływie sekundy porusza się już z prędkością $50\frac{cm}{sek}$, wtedy przyśpieszenie jego wynosi, średnio biorąc, $50\frac{cm}{sek}$ na sekundę, co co pisze się krótko $50\frac{cm}{sek\ sek}$ albo $50\frac{cm}{sek^2}$.

Jeżeli prędkość istotnie rośnie, wtedy przyśpieszenie jest dodatnie, jeżeli natomiast maleje, powiadamy, że przyśpieszenie jest ujemne — wtedy nazywamy je czasem opóźnieniem ruchu.

Najważniejszy jest przypadek, kiedy przyśpieszenie γ jest stałe. Ruch nazywa się wtedy *jednostajnie przyśpieszonym*. Takim będzie ruch powyższego pociągu, gdy po upływie drugiej sekundy on uzyska prędkość $100\frac{cm}{sek}$, po upływie trzeciej $150\frac{cm}{sek}$ i t. d. Prędkość ruchu v wyraża się w tym przypadku ogólnie wzorem:

$$v = \gamma t.$$

Ażeby obliczyć, jak daleko ów pociąg oddalił się od stacji po upływie, dajmy na to 8 sekund, gdy jego prędkość urosła już do $400\frac{cm}{sek}$, należałoby czas 8 sekund pomnożyć przez średnią wartość prędkości, od początku licząc, t. j. przez $200\frac{cm}{sek}$, co daje 1600 *cm*, albo 16 metrów. Pisząc ogólnie, średnia prędkość od chwili 0 aż do końca czasu t będzie $\frac{\gamma t}{2}$, zatem długość s przebytej drogi:

$$s = \tfrac{1}{2}\gamma t^2.$$

Długości dróg przebytych rosną więc w ruchu tego rodzaju *jak kwadraty czasów*, co pochodzi stąd, że prędkość coraz się wzmaga.

Chcąc się dowiedzieć, jak wielkiej prędkości ciało nabędzie, przebywszy ruchem jednostajnie przyśpieszonym drogę o długości s, obliczymy naprzód z ostatniego równania $t = \sqrt{\frac{2s}{\gamma}}$ i podstawimy tę wartość w przedostatnie, co daje:

$$v = \sqrt{2\gamma s}.$$

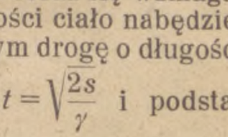
Naodwrót stąd wynika:

$$s = \frac{v^2}{2\gamma}$$

na długość drogi potrzebnej do uzyskania prędkości v.

W przypadku ogólnym ruchu przyśpieszonego niejednostajnie przyśpieszenie w czasie t określamy jako granicę, do której dąży średnie przyśpieszenie, w miarę jak czas t' zbliżamy nieograniczenie do t.

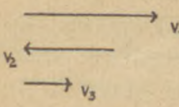
8. Składanie ruchów. Często jest rzeczą korzystną uważać ruch pewnego ciała jako wypadkowy z dwu albo większej liczby ruchów. Widać to z następującego przykładu. Przypuśćmy, że pewna podstawa, np. podłoga wagonu (ryc. 3), porusza się względem ziemi z prędkością v_1. Na tej podstawie leży kula. Wtedy porusza się ona tak samo, jak podstawa. Kula ta jednak może się poruszać na podstawie; np., jeżeli to będzie piłka rzucona przez człowieka, jadącego w wagonie. Niechaj ruch piłki względem podstawy ma prędkość v_2. Człowiek, znajdujący się w wagonie, spostrzeże tylko ten ostatni ruch piłki. Człowiek zaś, stojący na ziemi, zobaczy



Ryc. 3.

równocześnie ruch wagonu wraz z piłką i ruch piłki względem wagonu. Prędkość ruchu piłki względem ziemi będzie się równać $v_3 = v_1 + v_2$. Na rysunku prędkość v_3 jest przedstawiona przez odcinek AB tak wielki, jak suma odcinków v_1 i v_2. Mówimy, że prędkość v_3 jest *„wypadkową"* dwóch prędkości składowych: prędkości podstawy względem ziemi i prędkości kuli względem podstawy.

Jeżeli prędkości składowe skierowane są wprost przeciwnie (ryc. 4), wtedy prędkość ruchu wypadkowego równa się różnicy prędkości ruchów składowych, czyli:

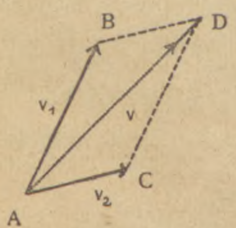


Ryc. 4.

$$v_3 = v_1 - v_2.$$

Jeżeli wreszcie prędkości składowe tworzą ze sobą pewien kąt, wtedy prędkość wypadkowa jest taka, jak przekątna równoległoboku, którego dwoma bokami są prędkości składowe (ryc. 5). Taki równoległobok nazywamy *równoległobokiem prędkości.*

Ten ostatni przypadek jest ogólnym i mieści w sobie widocznie oba poprzednie.



Ryc. 5.

Regułę składania prędkości według zasady równoległoboku nazywamy inaczej *zasadą niezależności ruchów.* Możemy założyć, że oba ruchy odbywają się kolejno, jeden niezależnie od drugiego, że np. punkt materjalny porusza się naprzód jednostajnie ruchem pierwszym; wtedy w jednej sekundzie przejdzie drogę v_1 od A do B; że następnie ten ruch ustaje. a zaczyna się drugi, w którym punkt przejdzie w jednej sekundzie drogę v_2 od B do D.

Skutek będzie taki sam, jak wtedy, gdy punkt poruszając się jednym ruchem wypadkowym, przejdzie w jednej sekundzie drogę v od A do D.

Zadaniem odwrotnem względem poprzedniego jest *rozkład* prędkości danej na prędkości składowe. Jeżeli np. mamy daną prędkość AD (ryc. 5), to możemy powiedzieć, że punkt ma dwa ruchy, jeden z prędkością v_1, drugi z prędkością v_2. Można oczywiście rozkład ten uskutecznić w dwu dowolnych kierunkach; zawsze jednak wielkość prędkości składowych jest ściśle określoną przez równoległobok prędkości.

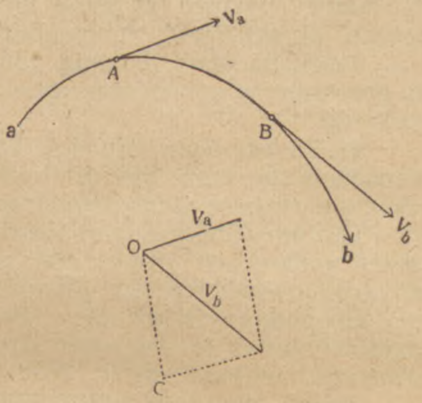
Rozkładu prędkości dokonywamy, mówiąc np., że wiatr jest północno-wschodni. Znaczy to, że prędkość ruchu powietrza ma składową północną i składową wschodnią.

Rozłożenie prędkości na składowe ułatwia często badanie ruchu.

9. Ruch krzywodrożny. Niechaj punkt materjalny porusza się po dowolnej linji krzywej *ab* (ryc. 6) od *a* do *b*. Krzywa ta nazywa się *torem* ruchu. Ponieważ mały łuk krzywej można

przyrównać do odcinka prostej stycznej do krzywej, przeto widać, że ruch krzywodrożny można sprowadzić do ruchu prostolinijnego. Jednak prędkość jest w ruchu krzywodrożnym zmienna nietylko co do wielkości, lecz i co do kierunku. Kierunkiem ruchu jest każdorazowa styczna do krzywej.

Niechaj prędkość w punkcie A przedstawia odcinek v_A, zaś w punkcie B odcinek v_B. Odstęp czasu, w którym punkt materjalny zakreśla łuk AB (bardzo mały), oznaczamy przez τ. Narysujmy prędkość v_A i v_B z tego samego punktu O. Z zasady równoległoboku prędkości wynika, że podczas ruchu od A do B do prędkości v_A dołączyła się się prędkość OC; na skutek tego prędkość w B jest wypadkową obydwu, czyli odcinkiem v_B. Odcinek OC przedstawia zatem zmianę prędkości zarówno co do kierunku, jak i co do wielkości, jaka nastąpiła w odstępie czasu τ. Stosunek tej zmiany do czasu τ jest średniem przyśpieszeniem ruchu w punkcie A. Jest ono zatem skośne względem kierunku ruchu. Prawdziwem przyśpieszeniem w punkcie A nazywamy granicę, do jakiej dąży zarówno co do wielkości jak i co do kierunku średnie przyśpieszenie, w miarę jak czas τ czynimy coraz to mniejszym.



Ryc. 6.

10. O siłach. Ciało, będące w spoczynku, możemy wprawić w ruch rozmaitemi sposobami, np. przez uderzenie albo popchnięcie. Jeżeli to ciało jest kawałkiem namagnesowanego żelaza, to wprawimy je w ruch przez proste zbliżenie magnesu. Wszystkie takie działania, które są zdolne wprowadzić jakiekolwiek ciało w ruch, ruch ciała przyśpieszyć, zwolnić albo zboczyć, nazywamy *siłami*. Znamy wiele rodzajów sił, np. siłę naszych mięśni, siłę ciężkości, siłę pary lub wiatru, siły magnetyczne i elektryczne i t. d.

Na razie zadowolnimy się takiem, czysto jakościowem, określeniem siły. Przekonamy się później, że naszemu poczuciu o tem, że siła może być większą lub mniejszą, można dać wyraz ścisły; siły można mierzyć w sposób podobny, jak mierzymy drogi ruchu lub jego prędkość.

Z poprzedniego nie wynika bynajmniej, że jeżeli ciało jest w spoczynku, to wtedy nie działają na nie żadne siły. Jeżeli np. dwu ludzi ciągnie sznur w przeciwne strony jednakowo silnie,

to sznur nie poruszy się, chociaż działają nań dwie siły. Podobnie, gdy ciężar leży na stole, to działa nań siła ciężkości, która go ciągnie na dół i siła, pochodząca od stołu, która go podtrzymuje czyli prze do góry.

Z przykładów tych widać, że przy rozpatrywaniu skutków siły należy uważać, w jakim kierunku siła ta działa. Siła, podobnie jak prędkość, ma wielkość i kierunek.

Jeżeli na ciało działają dwie albo więcej sił, a ciało mimo to pozostaje w spoczynku, wtedy powiadamy, że siły te *równoważą się.*

11. Zasada bezwładności. Ciało, poddane działaniu sił równoważących się, może jednak także poruszać się, ale *wtedy porusza się ruchem jednostajnym w linji prostej.*

Istotnie, w przyrodzie spostrzegamy ruchy jednostajne w dwojakich warunkach: ruchy ciał, poruszających się pod wpływem sił pociągowych i ruchy jednostajne ciał zupełnie swobodnych, t. j. nie poddanych działaniu żadnej siły. Rozjaśnienie tych stosunków stanowiło początek dynamiki współczesnej; zawdzięczamy je Galileuszowi (r. 1638).

Sanki, ciągnione przez konia po drodze prostej i poziomej, mogą poruszać się jednostajnie, o ile wysiłek konia będzie wciąż jednakowy. Obok tej siły pociągowej działa jednak na sanki jeszcze siła druga, tarcie o tor, skierowane zawsze w stronę przeciwną ruchowi, t. j. starające się ruch zahamować. Rzeczywiście, gdyby koń przestał ciągnąć, sanki zwalniałyby stopniowo swój bieg, wkońcu stanęłyby. Owoż te dwie siły równoważą się podczas ruchu jednostajnego; znaczy to, że gdybyśmy podobne dwie siły przyłożyli do sanek nieruchomych, wtenczas one nie poruszyłyby się wcale.

Po wyprzężeniu konia sanki biegłyby jeszcze przez czas pewien, mimo działającego wstecz tarcia. Podobnie pociąg kolei żelaznej porusza się jeszcze, gdy wstrzymany zostanie dopływ pary do lokomotywy. Wiadomo z doświadczenia, że im gładszy jest tor, im dokładniej udało się zmniejszyć tarcie, tem dłużej trwa ten ruch. Należy stąd wnosić, że gdyby zdołano tarcie i inne podobne opory (jak np. opór powietrza otaczającego) usunąć całkowicie, wówczas ciało, wprowadzone w ruch i pozostawione samemu sobie, poruszałoby się bezustannie w tym samym kierunku z prędkością niezmienną.

Żadne ciało nie jest zdolne zmienić z własnej mocy stanu swego ruchu lub spoczynku; jeśli było nieruchome, nie poruszy się samo przez się; jeśli się poruszało, nie zmieni ani wielkości ani kierunku swej prędkości.

Pierwsza część tego twierdzenia, zwanego *zasadą bezwładności*, tycząca się spoczynku, była zawsze uważaną za oczywistą. Natomiast dopiero Galileusz zrozumiał, że ciała mogą poruszać się, nie pędzone żadną siłą; wtedy poruszają się zawsze w linji prostej ruchem jednostajnym. W starożytności uważano ruch kolisty za doskonały, t. j. taki, który się utrzymuje

sam przez się. Ruchy zaś prostolinijne, mniej więcej jednostajne, ciał rzuconych przypisywano działaniu siły, która udzielona ciału z początku, miała w niem jakoby przebywać i ciągnąć je, aż do swego wyczerpania.

Ruch istot żyjących, np. chodzenie człowieka, a podobnież poruszanie się np. lokomotywy i t. p., odbywa się pozornie bez pomocy sił zewnętrznych. Jednakowoż w rzeczywistości siła taka działa; jest nią tarcie o podstawę.

Można przytoczyć wiele przykładów, objaśniających ruch na mocy bezwładności. Rozpędziwszy się, możemy przeskoczyć znaczną przestrzeń albo ślizgać się daleko na lodzie; przy użyciu łyżew ruch trwa dłużej, z powodu mniejszego tarcia. Gdy pociąg kolejowy nagle staje, osoby stojące w wagonie padają naprzód, gdyż ruch nóg zostaje wstrzymany, a górna część ciała porusza się dalej, na mocy bezwładności. Uderzając trzonkiem młotka o kamień, możemy głowę młotka osadzić trwale na trzonku i t. p.

12. **Bezwładna reakcja ciał.** Bezwładność materji objawia się nietylko w tem, że ona nie jest zdolną samej siebie w ruch wprawić ani też z własnej mocy zmienić nadanego sobie ruchu. Jeżeli spróbujemy wprowadzić w ruch jaką bryłę, zupełnie zresztą swobodną, której żadne przeszkody nie krępują, odczujemy szczególnego rodzaju opór, występujący tem wybitniej, *im naglej* zamierzymy ruch wywołać; tem większej musimy wtedy użyć siły. Opór ten, od nagłości powstającego ruchu zależny, nazywamy *reakcją bezwładną* ciał.

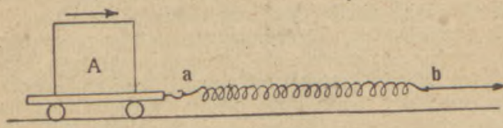
Spróbujmy np. otworzyć bramę, zawieszoną na zawiasach, doskonale wytoczonych i starannie namaszczonych. Ona ulegnie najlżejszemu naciskowi, gdy nabywa ruchu bardzo powoli. Uderzmy zaś o nią gwałtownie, poczujemy skutek taki niemal, jak gdybyśmy uderzyli o niewzruszony mur. Kula karabinowa przestrzeli ją nawylot, jak gdyby była zapartą.

Zawieśmy kamień na cienkiej nici. Możemy podnosić go bezpiecznie, o ile czynić to będziemy zwolna i łagodnie. Jeśli szarpniemy nagle do góry, nitka zerwie się. Nagłe wywołanie ruchu wymagałoby siły tak znacznej, że nitka jej nie sprosta. Wózek, nawet bardzo obciążony, ustawiony na gładkim poziomym torze, można stopniowo wprowadzić w ruch nawet najlżejszem parciem. Skoro go jednak uderzymy młotem, napotkamy opór znaczny, tem znaczniejszy, im naglejszem jest uderzenie; młot odskoczy, jak gdyby od nieruchomo utwierdzonego kowadła; moglibyśmy nawet wbić gwóźdź w wózek, jakkolwiek on wcale nie jest przytrzymywany. Do zatrzymania rozpędzonego wozu kolejowego wystarczy przeciwstawić mu nawet bardzo słabą siłę, jeśli pozostawimy sobie na to dość czasu. Chcąc go zatrzymać nagle, należałoby przeciwstawić zaporę, zdolną wytrzymać potężne uderzenie. Nawet ciała gazowe odpowiadają reakcją bezwładną na działania wywołujące ruch bardzo nagle. Nabój dynamitowy, wybuchający na stole, w otwartej zresztą przestrzeni, przebije otwór w stole, gdyż zalegające dokoła bezwładne masy powietrza dostarczyły mu punktu oparcia bezwładną swoją reakcją.

Wnosimy z podobnych doświadczeń, że wprowadzenie ciał w ruch, albo zatrzymanie ciał poruszających się, albo zboczenie ich z pierwotnego kierunku ruchu wymaga tem potężniejszej siły, im naglej zmiana prędkości ma nastąpić, *im większe ma być przyśpieszenie.*

13. **Porównywanie sił różnej wielkości.** Wyobraźmy sobie bardzo lekki wózek, na doskonale gładkim, poziomym torze (ryc. 7); włóżmy nań jakąkolwiek bryłę A, np. kawałek ołowiu

albo żelaza i spróbujmy wprowadzić go w ruch, ciągnąc w kierunku toru. Ażeby mieć określoną siłę pociągową, uwiążmy doń stalową, spiralną sprężynę *ab*, której przedni koniec ciągnąć będziemy naprzód, bacząc, żeby wydłużenie sprężyny było wciąż jednakie. W tym celu usuwać będziemy rękę, w miarę rozpędzania się wózka.



Ryc. 7.

Dostrzeżemy wtedy, że wózek, początkowo nieruchomy, rozpędzać się będzie stopniowo w taki sposób, że prędkość zwiększać się będzie w następujących po sobie sekundach o równe przyrosty; ruch jego będzie jednostajnie przyśpieszony.

Siłę zdolną wywołać ruch tego rodzaju uważać będziemy za siłę *stałej wielkości*. Określenie takie jest zgodne z dobrze znanym faktem, że utrzymanie sprężyny przy niezmiennem wydłużeniu wymaga stałego wysiłku naszych mięśni.

Gdybyśmy do tego samego wózka przyprzęgli sprężynę sztywniejszą, albo tę samą, ale więcej wyciągniętą, ruch wzrastałby naglej, przyśpieszenie γ byłoby większe. Większą byłaby wtedy reakcja bezwładna wózka i większej potrzebaby siły, żeby jej sprostać.

Zgodzono się liczyć wielkości różnych sił proporcjonalnie do wielkości przyśpieszeń, jakie one wytwarzają w tem samem ciele. Jeżeli np, pierwsza sprężyna wytwarza w czasach 1, 2, 3... sek. prędkości $5\frac{cm}{sek}$, $10\frac{cm}{sek}$, $15\frac{cm}{sek}$, a druga prędkości $10\frac{cm}{sek}$, $20\frac{cm}{sek}$, $30\frac{cm}{sek}$,..., to powiemy, że druga jest dwa razy mocniejszą od pierwszej.

14. **O masie.** Zmieńmy teraz cokolwiek doświadczenie z wózkiem (ryc. 7); połóżmy na nim naprzód bryłę ołowiu, a następnie bryłę drewnianą tej samej objętości; przekonamy się, że sprężyna jednakowo wyciągnięta nada bryle drewnianej przyśpieszenie okrągło 19 razy większe, aniżeli ołowianej; albo inaczej: ażeby bryle ołowianej nadać takie przyśpieszenie, jakie zyskuje drewniana, należałoby użyć siły 19 razy większej. To świadczy, że reakcja bezwładna bryły ołowianej jest 19 razy większa, aniżeli drewnianej. Do wywołania ruchu z tą samą nagłością, pierwsza wymaga też tyle razy większej siły.

Fakt ten umożliwia nam porównywanie ilościowe bezwładności różnych brył. Miarę bezwładności jakiegokolwiek ciała nazywamy jego *masą;* oznaczamy ją literą *m*. Powiemy tedy, że masa bryły ołowianej jest 19 razy większa, aniżeli drewnianej, bo zyskuje pod działaniem tej samej siły — 19 razy mniejsze przyśpieszenie; albo inaczej: wymaga siły 19 razy większej, ażeby nabyć przyśpieszenia takiego, jak drewniana.

Jeżeli ta sama siła, działając kolejno na dwa ciała, nadaje jednemu przyśpieszenie γ_1, drugiemu zaś przyśpieszenie γ_2, to stosunek mas tych ciał określamy jako równy odwrotnemu stosunkowi ich przyśpieszeń: $m_1 : m_2 = \gamma_2 : \gamma_1$.

Łatwo przewidzieć, że jeżeli porównywamy bryły rozmaitych objętości z tego samego materjału, to masy tych brył będą proporcjonalne do ich objętości. Istotnie, jeżeli przyłożymy tę samą siłę naprzód do bryły ołowianej pewnej objętości, później zaś do innej bryły ołowianej o objętości dwa razy większej, to znajdziemy, że w drugim razie przyśpieszenie będzie dwa razy mniejsze, niż w pierwszym.

Jesteśmy przyzwyczajeni do tego, że przyczyny wszystkich zjawisk poszukujemy w czemś, co istnieje po za nami i co nazywamy „materją". Mamy instynktowe poczucie, że w bryłach tego samego materjału ilości tej materji są proporcjonalne do objętości. Ponieważ przekonaliśmy się, że tak samo rzecz ma się z ich masami, możnaby więc powiedzieć, że miarą ilości materji zawartej w ciele jest jego masa. Takiem rzeczywiście było stanowisko Newtona, który wprowadził pojęcie masy do dynamiki; określił on masę poprostu jako ilość materji w ciele zawartej.

W nauce zgodzono się raz na zawsze, żeby masę 1 cm^3 wody w 4^0 Celsiusza uważać za jednostkę do mierzenia mas. Jednostkę tę nazywamy *gramem. Gram więc oznacza masę równą masie jednego cm^3 wody w 4^0 C.*

Za pomocą doświadczenia z wózkiem i wyciągniętą sprężyną możnaby mierzyć masy różnych ciał, gdyby użyć wózka, którego własna masa jest tak nieznaczną, żeby nie wpływała w sposób dostrzegalny na wielkość przyśpieszenia. Umieśćmy w tym celu na wózku naprzód 1 cm^3 wody; przypuśćmy, że przyśpieszenie, jakie wtedy pewna sprężyna wywoła, wynosi $10\frac{cm}{sek^2}$. Połóżmy następnie na wózku ciało, którego masę chcemy zmierzyć; przypuśćmy, że ta sama i tak samo, jak poprzednio, wyciągnięta sprężyna, nada temu ciału przyśpieszenie $1\frac{cm}{sek^2}$. Powiemy, że masa ciała wynosi 10 gramów.

Tą samą metodą możnaby sporządzać kopje i wielokrotności grama, a także sporządzać garnitury ciężarków gramowych w jakimkolwiek innym materjale, np. mosiądzu, żelazie i t. d. Przekonamy się zresztą w ustępie 17, że w zupełnej zgodzie z powyższem określeniem możemy porównywać masy ciał przez ważenie ich na zwykłej wadze.

Wszystkie ciała, jakie znamy, posiadają pewną masę. Bezwładność jest ogólną cechą materji. Wielka ważność pojęcia masy leży w tem, że masa każdej bryły jest jej cechą absolutnie niezmienną i stałą, byle bryła nie uroniła nic ze swej materji. Masa nie zależy zupełnie od tego, jakich sił użyto do jej wymierzenia; sprężystości sprężyn, czy ciężkości, czy przyciągań elektrycznych lub magnetycznych i t. p. Masa nie zależy wcale od tego, czy ciało będzie oświetlone lub ciemne; nie zmieni się też ani odrobinę, gdy ono ulegnie jakiemukolwiek przeobrażeniu chemicznemu. Stwierdzenie tej absolutnej niezmienności mas nazywa się *zasadą zachowania masy.*

Należy jednak wspomnieć, że najnowsze badania zdają się wskazywać, że wielkość masy zależy od prędkości, z jaką bryła się porusza. Wpływ ten staje się jednak dostrzegalnym dopiero przy prędkościach zbliżonych do prędkości światła.

15. Jednostka siły. Zależność siły od masy i przyśpieszenia. Z poprzedzających określeń i doświadczeń wynika, że do wprowadzenia ciała w ruch potrzeba tem większej siły, im naglej ruch ma powstać, im większe jego przyśpieszenie, tudzież im większa jest bezwładność, t. j. masa ciała. Umówiliśmy się liczyć wielkość P siły proporcjonalnie zarówno do przyśpieszenia γ, jak i do masy m. Potrzeba nam jeszcze jednostki miary do wymierzania sił. Otóż zgodzono się powszechnie przyjmować za jednostkę taką siłę, *która zdolna jest nadać masie 1 grama przyśpieszenie* $1 \frac{cm}{sek^2}$, innemi słowy, która w przeciągu 1 sekundy rozpędza 1 gram do prędkości $1 \frac{cm}{sek}$. Tę jednostkę nazywamy *dyną*.

Ażeby więc masie 1 *gr* nadać przyśpieszenie $\gamma \frac{cm}{sek^2}$, należy użyć siły γ dyn. Ażeby masie m razy większej nadać przyśpieszenie γ, potrzeba siły m razy większej:

$$P = m\gamma \quad \dots\dots\dots\dots \quad (1)$$

Wzór ten streszcza w sobie wszystko, cośmy dotychczas powiedzieli o zależności siły od masy i przyśpieszenia; pozwala on obliczyć jednę z trzech wielkości P, m, γ, jeżeli dwie inne są znane. Iloczyn $m\gamma$ jest miarą tego oddziaływania masy którą nazwaliśmy *reakcją bezwładną*. Równanie (1) można tedy wyrazić w sposób następujący: *podczas ruchu masy, działająca na nią siła P równoważy wciąż bezwładną reakcję $m\gamma$ tej masy.* W ruchu jednostajnym ($\gamma = 0$) niema wcale reakcji bezwładnej, nie potrzeba też żadnej siły do jego utrzymywania. Ze wzoru 1) wynika, że wymiarem siły jest masa razy długość podzielona przez kwadrat czasu. Jednostkę siły czyli dynę można wyrazić symbolicznie jako $1 \frac{gr\ cm}{sek^2}$.

Ponieważ umiemy już mierzyć siły, możemy przedstawiać je także graficznie. Należy w tym celu narysować *odcinek prostej, mający tyle stosownie dobranych jednostek długości, ile jednostek siły ma siła uważana, i kierunek taki, jak ta siła.* Za kierunek siły uważamy kierunek wytworzonego przez nią przyrostu prędkości czyli kierunek przyśpieszenia.

16. O spadaniu ciał. Ciężkość. Najlepszym przykładem, objaśniającym prawa, które poznaliśmy w ustępach poprzednich, jest spadanie ku ziemi ciał puszczonych swobodnie. Dowodzi ono, że na ciała działa siła, ciągnąca je ku ziemi. Siłę tę nazywamy wogóle *ciężkością*, siłę zaś działającą na pewne określone ciało nazywamy jego *ciężarem*. Jeżeli nie chcemy, żeby jakieś ciało spadło wskutek własnego ciężaru, musimy je zawiesić albo podeprzeć, słowem zrównoważyć ciężar inną siłą. Wtedy ciało

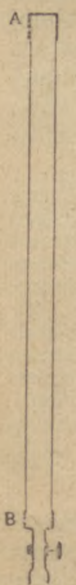
wywiera swym ciężarem nacisk na podstawę, albo wyciąga nitkę lub sprężynę, na której jest zawieszone. Kierunek nitki wskazuje kierunek działania siły ciężkości; nazywamy go *pionem*. Pion jest zwrócony ku środkowi ziemi; w dwóch miejscach na ziemi piony tworzą więc ze sobą pewien kąt. Jeżeli jednak te miejsca są bliskie siebie, kąt ten, z powodu wielkich rozmiarów ziemi, jest tak mały, że można wtedy kierunki pionów uważać za równoległe. Ciało puszczone swobodnie spada (bardzo przybliżenie, ust. 26) w kierunku pionowym na dół.

Najważniejsze prawa, dotyczące spadania ciał, odkrył Galileusz, burząc równocześnie filozofję przyrody Arystotelesa, która panowała jeszcze za jego czasów. Dzielono wówczas ciała na ciężkie i lekkie. Żeby objaśnić spadanie ciała ciężkiego lub wznoszenie się do góry ciała lekkiego (np. korka w cieczy lub dymu w powietrzu) przypuszczano, że każda rzecz szuka swego miejsca; miejscem naturalnem ciał ciężkich miał być rzekomo dół, lekkich zaś góra. Z niektórych powierzchownych doświadczeń wywnioskowano, że ciała ciężkie spadają prędzej, lżejsze zaś wolniej i t. p. Za pomocą słynnych doświadczeń wykonanych na pochyłej wieży pizańskiej Galileusz okazał, że rozmaite ciała spadały z tej samej wysokości w ciągu jednakowych czasów, o ile powietrze nie przedstawiało ich ruchowi znaczniejszego oporu; np. kula ½ funtowa i 100 funtowa spadały z wysokości 200 stóp prawie równocześnie. Dalej Galileusz przekonał się, że o ile pozbędziemy się oporu powietrza, ruch wszystkich ciał spadających jest jednostajnie przyśpieszony.

Ciężar nie jest jednak jedyną siłą wchodzącą w grę podczas spadania ciała. Spadając każde ciało wprowadza w ruch otaczające powietrze i doznaje wskutek tego pewnego oporu, działającego w kierunku przeciwnym ruchowi.

Żeby się pozbyć tego wpływu, używamy rury szklanej (ryc. 8) długości około 2 *m*, która u jednego końca *A* jest szczelnie zamknięta, u drugiego zaś *B* posiada metalową oprawę, zaopatrzoną w kurek do usuwania, albo wprowadzania powietrza. W rurze znajdują się różne ciała o różnych ciężarach, np. kawałek ołowiu, piórko, skrawki drzewa, papieru i t. p. Dopóki powietrze jeszcze się w rurze znajduje, ołów spada najszybciej, piórko najwolniej. Gdy jednak usuniemy je zapomocą pompy pneumatycznej, wszystkie te ciała spadać będą razem i razem dojdą do dolnego końca. Wszystkie więc mają jednakowy ruch i jednakowe przyśpieszenie, bo nabywają jednakowych prędkości.

Opór powietrza zależy tylko od postaci i prędkości spadającego ciała; nie zależy od tego, z czego ciało jest sporządzone i ile ono waży. Podczas spadania ciał ciężkich opór ten stanowić będzie siłę stosunkowo nieznaczną w porównaniu z ciężarem, sprawi też mniej znaczne zaburzenie ruchu, aniżeli w przypadku ciał lekkich. Krążek metalowy, np. moneta, spada w powietrzu szybciej, aniżeli równej wielkości krążek papierowy; gdy jednak położymy krążek papierowy *na* monecie i puścimy je razem, wtenczas powietrze nie działa bezpośrednio na papier i oba krążki spadają razem.



Ryc. 8.

Ruch ciała spadającego swobodnie jest jednostajnie przyśpieszony. Żeby się o tem przekonać, trzeba okazać, że drogi przebyte w ciągu jednej, dwu i t. d. sekund od początku ruchu mają się do siebie jak kwadraty liczb naturalnych, a więc jak 1 do 4 do 9 i t. d. (patrz ust. 7). Ponieważ przyśpieszenie ciał spadających jest wielkie, przeto w krótkim już czasie nabywają one znacznej prędkości i przebywają długą drogę. Żeby więc móc mierzyć dokładnie czasy, potrzebne do spadnięcia z wysokości małych, dostępnych w zwykłych doświadczeniach, trzeba rozporządzać zegarkiem, wskazującym drobne ułamki sekundy. Zadanie to spełnia np. chronoskop Hippa, wskazujący dokładnie tysiączne części sekundy. Doświadczenie urządzamy zwykle w ten sposób, że ciało w chwili rozpoczęcia spadania puszcza w ruch automatycznie wskazówkę chronoskopu; dosięgając zaś podstawy, po przebyciu pewnej określonej wysokości spadku, nagle ją zatrzymuje. Łatwo jest wtedy odczytać, jak długo ruch trwał. Wykonywając te pomiary przy różnych wysokościach spadania, przekonywamy się, że spadanie odbywa się ruchem jednostajnie przyśpieszonym i że przyśpieszenie ruchu (jak już wiemy w próżni jednakowe dla wszystkich ciał) wynosi w Polsce $981 \frac{cm}{sek^2}$. Znaczy to, że w przeciągu pierwszej sekundy ciało przebywa drogę 490·5 *cm*, w przeciągu dwu sekund: $4 \times 490{\cdot}5$ *cm*, w przeciągu trzech sekund: $9 \times 490{\cdot}5$ *cm* i t. d. Prędkość spadania wynosi zatem po upływie jednej sekundy $981 \frac{cm}{sek}$, po upływie dwu sekund $2 \times 981 \frac{cm}{sek}$ i t. d.

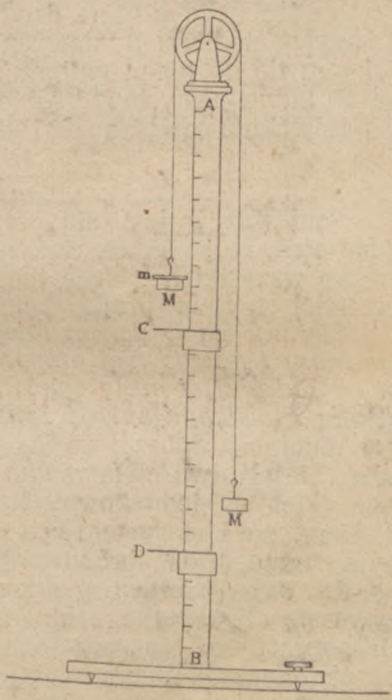
Ponieważ spadanie jest ruchem jednostajnie przyśpieszonym, przeto stąd wynika, że ciężar jest siłą stałą.

Kiedyśmy już raz poznali, że przyśpieszenie spadania wynosi $981 \frac{cm}{sek^2}$, to możemy obliczyć wszystko, co dotyczy spadania. Dwa ostatnie wzory ust. 7 pokazują, że prędkość, nabyta podczas spadku z wysokości s, wynosi $v = 44{\cdot}3\sqrt{s}$, zaś wysokość, z jakiej ciało powinno spadać, żeby uzyskać prędkość v równa się: $s = \frac{v^2}{2 \times 981} = 0.00051\, v^2 cm$. Ta wysokość nazywa się *wysokością prędkości v*.

Trzeba dobrze pamiętać, że wszystkie powyższe wzory stosują się ściśle tylko do spadania w próżni. Do spadania w powietrzu można je ze znacznem przybliżeniem stosować tylko wtenczas, gdy opór powietrza jest mały w stosunku do ciężaru ciała. Zdarzy się to zawsze, gdy ciężar ciała jest duży, a kształt jego zwarty. Kula ołowiana spadać będzie daleko szybciej, aniżeli ta sama kula, rozklepana w cienką blaszkę.

Przyrząd Atwooda*). Przyśpieszenie g można przybliżenie zmierzyć, zwalniając sztucznie spadanie w znanym stosunku. Służy do tego przyrząd opisany przez Atwooda, nadający się zarazem do objaśnienia zasadniczych praw dynamiki. Przyrząd ten (ryc. 9) składa się z lekkiego krążka, obracającego się niemal bez tarcia około osi poziomej, opartej na łożyskach przymocowanych na szczycie wysokiego (około 3 m) słupa AB. W rowku wyżłobionym na obwodzie krążka umieszcza się lekką nić i obciąża jej końce naprzód jednakowemi masami M i M. Wtedy ciężary tych mas równoważą się. Jeżeli którą z nich potrącimy w kierunku pionowym, natenczas obie będą się poruszały jednostajnie na mocy bezwładności, jedna nadół, druga do góry. Skoro jednak po jednej stronie dodamy jeszcze małą masę m, wtenczas pod wpływem tej przewagi strona przeciążona spadać będzie nadół. Ponieważ ciężar ten jest siłą stałą, wzbudzi on ruch jednostajnie przyśpieszony mas M, M i m; przyśpieszenie jednak tego ruchu γ będzie mniejsze, aniżeli przyśpieszenie g, właściwe swobodnemu spadaniu. Gdyby bowiem m spadało swobodnie, ciężar tej masy udzieliłby jej przyśpieszenia g. Tu zaś ta sama siła ciągnie za sobą masę większą: $m + M + M$. Przyśpieszenie będzie więc w tym stosunku mniejsze, w jakim masa jest większa, a więc

$$\gamma : g = m : m+2M, \text{ skąd } \gamma = g \cdot \frac{m}{m+2M}.$$



Ryc. 9.

Jeżeli np. $M = 22{\cdot}5\ gr$, $m = 5\ gr$, wtenczas $\gamma = \frac{1}{10}\ g$; ruch będzie 10 razy wolniejszy, aniżeli swobodne spadanie i można go dość dokładnie wymierzyć. W tym celu należy zmierzyć wysokość spadku s, tudzież przynależny czas t. W poprzednim przykładzie liczbowym znaleźlibyśmy, że w przeciągu 2 *sek* wysokość spadania wynosić będzie 196·2 *cm*. Z wzoru $s = \frac{1}{2}\gamma t^2$ znaleźlibyśmy $\gamma = 98{\cdot}1$, nakoniec ze wzoru $g = \gamma \frac{m+2M}{m}$ wyliczylibyśmy, że $g = 981 \frac{cm}{sek^2}$.

Aby się przekonać, że prędkość powiększa się w tym ruchu jednostajnie, używa się dwu podstawek C i D, przesuwalnych wzdłuż słupa; w wyższej podstawce C znajduje się okrągły otwór, przez który masa M przechodzi swobodnie; ciężar dodatkowy m jest cokolwiek szerszy i zatrzymuje się na niej. Masy spadają tedy od A do C ruchem przyśpieszonym; podstawka C zdejmuje następnie masę m, poczem masa M przebywa drogę od C do D, wskutek bezwładności, ruchem jednostajnym, z tą prędkością, jaką posiadała w C. Podzieliwszy długość drogi CD przez czas, potrzebny do jej przebycia, znajdziemy prędkość w C, właściwą wysokości spadku AC.

*) Czytaj Etuda.

17. Obliczenie ciężaru. Jeżeli oznaczymy przez g przyśpieszenie ciał spadających czyli t. zw. *przyśpieszenie ciężkości*, zaś przez m masę pewnego ciała w gramach, wtenczas stosując równanie (1) ust. 15, znajdziemy, że wielkość siły, pod wpływem której się ruch odbywa, a więc ciężar ciała wynosi w dynach:

$$P = mg.$$

Na jeden więc gram działa u nas siła 981 dyn. Wielkość ta nazywa się niekiedy natężeniem *siły ciężkości*. Na masę $\frac{1}{981}$ *gr* czyli prawie na jeden miligram działa siła jednej dyny. W ten sposób łatwo uzmysłowić sobie tę jednostkę siły.

Równanie powyższe możemy napisać w sposób następujący:

$$\frac{P}{m} = g.$$

Ponieważ g jest dla wszystkich ciał jednakowe, przeto widać stąd, że stosunek ciężaru jakiegolwiek ciała do jego masy jest we wszystkich ciałach ten sam; ciężar więc ciała jest w danem miejscu ziemi proporcjonalny do jego masy.

Ciężar ciała w danem miejscu na ziemi zależy wyłącznie od jego masy i jest do niej proporcjonalny; nie zależy zatem wcale ani od rodzaju tej masy (metal, drzewo, kamień i t. d.) ani od kształtu i wielkości ani od temperatury i t. p.

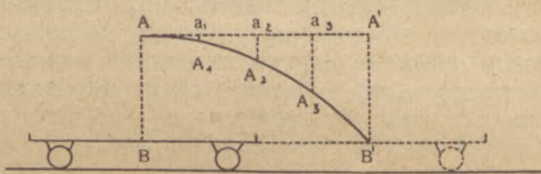
Wiadomo dobrze, że można ciężary ciał porównywać na wadze. Jeżeli dwa ciała równoważą się na szalkach wagi, wtedy ciężary ich są jednakowe. Na mocy powyższego twierdzenia wnosimy, że i masy ich są również jednakowe. Waga jest zatem przyrządem do porównywania zarówno ciężarów jak i mas.

18. Układ ciężarowy miar. W zastosowaniach praktycznych używa się często innego układu miar, aniżeli ten, któryśmy opisali poprzednio. Możemy różne siły, np. siłę naszych mięśni, siłę przyciągania magnesów i t. p., porównywać z ciężarami różnych mas, np. funta, albo grama. Mogę np. powiedzieć, że pewien magnes jest tak silny, że może unieść 10 funtów; czyli, że siła, pochodząca od magnesu, może zrównoważyć ciężar 10 funtów. Układ miar, w którym jednostkę siły stanowi ciężar pewnej masy, nazywa się układem ciężarowym. *Jako ciężarową jednostkę siły przyjmujemy ciężar jednego grama czyli u nas 981 dyn.* Nazwa gram ma tutaj znaczenie odmienne od dotychczasowego; wyżej oznaczała jednostkę masy, tu zaś jednostkę siły. Dla uniknięcia nieporozumień będziemy przez „*gr*“ oznaczali masę, zaś przez „*Gr*“ ciężar jednego grama, przyjęty w układzie ciężarowym za jednostkę siły. Podobnie odróżniać będziemy znaki: *kg* i *Kg*, *mgr* i *Mgr* i t. p.

Jednostka masy jest w układzie ciężarowym też odmienna od tej, którejśmy używali w układzie poprzednim. Wzór zaś $P = mg$ stosuje się w obu układach. Jeżeli więc ciężar P jakiego ciała będzie wyrażony w Gramach, wtedy masa tegoż ciała będzie $\frac{P}{g}$;

jednostką zatem masy w układzie ciężarowym będzie masa ciała ważącego 981 Gramów. Ciało np. ważące 10 *Kg* posiada masę $\frac{10000}{981}$ jednostek ciężarowych.

19. Zasada niezależności sił i ruchów. W wozie kolejowym, poruszającym się jednostajnie po torze prostym i poziomym, człowiek, znajdujący się również w wozie, puszcza ciężar jakikolwiek, np. ołowianą kulę z punktu *A* (ryc. 10). Dostrzeże on wtedy, że kula spada nadół do punktu *B* podłogi wozu, punktu leżącego pionowo pod punktem *A*. Spadanie jej w poruszającym się jednostajnie wozie przedstawia się zatem człowiekowi, który bierze udział w ruchu wozu, tak samo, jak gdyby wóz stał nieruchomo. Człowiek, stojący obok toru, spostrzegłby zaś ruch inny. W ciągu czasu spadania kuli punkt wyjścia *A* przesunął się do *A'*; punkt *B* podłogi do *B'*. Kula spadająca przebiega w rzeczywistości drogę krzywolinijną $AA_1A_2A_3B'$, dobiega do punktu *B'* tak samo, jak gdyby poruszała się naprzód razem z wozem po drodze $Aa_1a_2a_3A'$ ruchem jednostajnym, a następnie spadała nadół od *A'* do *B'* ruchem przyśpieszonym. Ruch jej rzeczywisty jest zatem wypadkową dwu ruchów: jednostajnego w kierunku poziomym, bez pomocy żadnej siły, jedynie wskutek pędu, jaki posiadała już z początku jako składowa część wozu i jednostajnie przyśpieszonego, pionowo nadół, pod działaniem ciężkości. Ten ostatni ruch składowy, jaki dostrzega człowiek, znajdujący się w wozie, odbywa się dokładnie tak samo, jak gdyby tamtej składowej nie było wcale.



Ryc. 10.

Działanie sił na masę, t. j. wytwarzanie przez nie przyśpieszeń, nie zależy wcale od tego, czy masa była pierwotnie nieruchoma, czy też posiada jednocześnie inny jaki ruch, albo poddana jest działaniu innych sił.

Ta składowa przyśpieszenia, która pochodzi od uważanej siły *P*, odpowiada zawsze równaniu $P = m\gamma$.

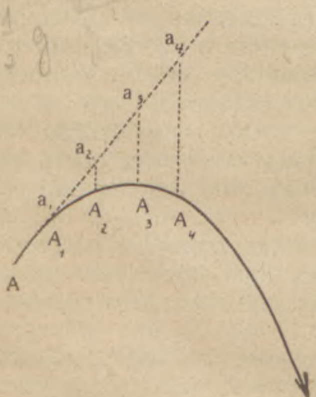
Jeździec, pędzący na koniu ruchem jednostajnym, może podrzucać piłkę w górę i chwytać ją ręką tak samo jak wtedy, gdy stoi nieruchomo. Człowiek, siedzący w balonie unoszonym jednostajnie przez wiatr, zobaczy, że przedmiot wyrzucony przezeń z balonu spada pionowo nadół. Ciało pewne puszczone z wierzchołka masztu w płynącym jednostajnie okręcie spada tak, że doleci do spodu masztu zupełnie, jak gdyby okręt był nieruchomy. Ruchowi księżyca dookoła ziemi, sprawionemu również przez przyciąganie ziemi, nie stoi na zawadzie ruch, jaki księżyc wraz z ziemią odbywa dokoła słońca i t. p.

20. Ruch ciał rzuconych. Ciało może spadać ku ziemi w sposób rozmaity, zależnie od tego, jak będzie rzucone. Poznaliśmy

dotychczas spadanie po linji pionowej ciała puszczonego swobodnie bez rzutu. Jeżeli, stojąc na pewnej wysokości, rzucimy ciało nadół, udzielając mu prędkości początkowej v_0, spadłoby ono na ziemię nawet wtedy, gdyby ciężkości nie było. Ruch jego byłby wtedy jednostajny. Ciężkość sprawia właściwe sobie przyrosty prędkości, skierowane nadół, które dodają się do prędkości początkowej. Drogę przebytą obliczamy w taki sam sposób, jak w ust. 7. Prędkość w połowie czasu spadania wynosi teraz $v_0 + \frac{gt}{2}$; mnożąc ją przez t, znajdziemy na wartość drogi wyrażenie: $s = v_0 t + \frac{1}{2} gt^2$.

Jeżeli rzucimy ciało do góry, nadajemy mu prędkość początkową v_0, skierowaną pionowo do góry. Niezależnie od tego ruchu ciężkość wytwarza znowu prędkość, skierowaną nadół, która się zatem odejmuje od prędkości początkowej. Po upływie czasu t prędkość będzie $v = v_0 - gt$. Droga zaś przebyta w przeciągu t *sek*, wynosić będzie $s = v_0 t - \frac{1}{2} gt^2$. Ruch taki nazywa się ruchem jednostajnie opóźnionym. Po upływie czasu $t_1 = \frac{v_0}{g}$ prędkość stanie się równa zeru, poczem ciało zacznie spadać nadół. Osiągnięta wysokość rzutu będzie $s_1 = v_0 t_1 - \frac{1}{2} g t_1^2 = \frac{v_0^2}{2g}$; równa się ona zatem wysokości początkowej prędkości v_0 (ust. 16).

Możemy też ciało rzucić w kierunku poziomym. Ruch jego będzie odpowiadać wtedy dokładnie ruchowi kuli, spadającej w wagonie poruszającym się jednostajnie (ryc. 10). Tor ciała będzie zakrzywiony, a mianowicie będzie to parabola o osi pionowej. Wynika to stąd, że odcięta *BB'* poruszającego się ciała wzrasta proporcjonalnie do czasu, zaś rzędna *AB* proporcjonalnie do kwadratu czasu. Krzywa zaś, której rzędne są proporcjonalne do kwadratu odciętej, jest parabolą.



Ryc. 11.

Ruch ciała rzuconego skośnie (rzut ukośny) określa się zupełnie tak samo, jak rzut poziomy. Ryc. 11 pokazuje to wyraźnie.

21. Druga zasada dynamiki. Pęd i popęd. Zajmowaliśmy się dotychczas wyłącznie siłami stałemi w czasie. Przypadek ogólniejszy, gdy siła nie jest stała, lecz przeciwnie zmienna, można jednak sprowadzić do poprzedniego prostszego. Istotnie, w odstępie czasu dostatecznie małym można będzie zaniedbać zmienność siły i uważać ją za stałą. Dla takiego małego odstępu

czasu będzie się zatem stosować równanie $P = m\gamma$, przyczem γ oznaczać teraz będzie chwilowe przyśpieszenie ruchu.

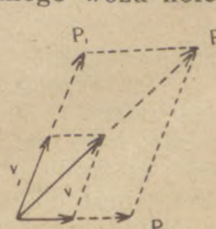
Tak uogólnione równanie, wraz z zasadą, że działanie siły nie zależy od tego, czy masa jest w spoczynku, czy w jakim ruchu, streszcza w sobie już wszystko, co wiemy o działaniu sił, i stanowi treść tak zwanej drugiej zasady dynamiki (pierwsza jest zasada bezwładności).

Można ją wyrazić jeszcze inaczej w następujący sposób. Przypuśćmy, że ciało o masie m porusza się pod działaniem dowolnej, choćby zmiennej siły. W pewnej chwili posiada ona prędkość v; jednocześnie wielkość siły działającej wynosi dajmy na to P, a kierunek jej jest, być może, różny od kierunku ruchu v. W przeciągu czasu τ tak krótkiego, iżby zmienność siły można zaniedbać, siła ta wytworzy prędkość $\gamma\tau$ w kierunku własnego działania; γ oznacza udzielone ciału przez siłę przyśpieszenie, którego wartość według ust. 19 jest: $\gamma = \frac{P}{m}$. Wytworzona prędkość wynosi zatem: $\frac{P}{m}\tau$ i dodaje się według zasady równoległoboku do istniejącej już prędkości v.

Nazwijmy iloczyn mv *pędem* (albo ilością ruchu) masy m, poruszającej się z prędkością v; po upływie czasu τ pęd ten wzrośnie zatem o $m\frac{P}{m}\tau$, a więc o $P\tau$. Iloczyn ten z wielkości siły i czasu jej działania nazywa się *popędem siły*. Jakakolwiek jest tedy siła, stała czy zmienna i jakikolwiek jest ruch masy powiemy ogólnie:

Przyrost pędu poruszającej się masy równa się działającemu na nią równocześnie popędowi siły i posiada ten sam kierunek.

Właściwą dynamiczną miarą ruchu jest nie sama prędkość, lecz pęd ciała, zależny zarówno od prędkości, jak i od masy poruszającego się ciała. Rozpędzenie naładowanego wozu kolejowego wymaga istotnie większego popędu, niż pustego, a więc albo większej siły, albo dłuższego czasu jej działania. Nawzajem uderzenie przez naładowany wóz jest nierównie potężniejsze, niż przez pusty, zwłaszcza. jeżeli jest nagłe; im krótsze jest bowiem τ, tem większe musi być P.



Ryc. 12.

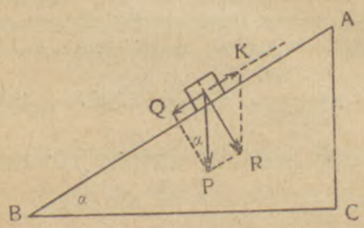
22. Składanie sił. Z zasady powyższej, a w szczególności z objętej nią zasady niezależności sił (ust. 19), wynika odrazu prawo składania sił.

Pomyślmy unoszony prądem morskim okręt, na który równocześnie w innym kierunku działa siła wiatru. Każda z tych sił wytwarza prędkość we własnym kierunku, niezależnie od dru-

giej. Pierwsza, oznaczmy ją przez P_1, wytwarza prędkość v_1 we własnym kierunku (ryc. 12); druga P_2 wytwarza w tym samym czasie prędkość v_2 w kierunku P_2.

Według prawa składania ruchów wypadkową prędkość v ciała daje przekątna równoległoboku, mającego v_1 i v_2 za boki.

Ruch taki z prędkością v moglibyśmy oczywiście wytworzyć działaniem jednej tylko siły, działającej w kierunku tej przekątnej. Taką siłę, zdolną zastąpić działanie sił danych, nazywamy ich *wypadkową*. Podobnie jak P_1 jest proporcjonalne do v_1, zaś P_2 do v_2, tak samo wielkość wypadkowej siły jest proporcjonalna do wypadkowej prędkości v. Widzimy tedy, że kierunek i wielkość wypadkowej daje nam wykreślenie równoległoboku, którego boki wyobrażają siły dane. Przekątna wyobraża kierunek i wielkość wypadkowej.



Ryc. 13.

Z reguły równoległoboku sił wynika naodwrót, że każdą siłę daną można rozłożyć na dwie albo więcej składowych. Przypuśćmy np., że ciało S ślizga się po doskonale gładkiej desce AB, pochylonej do poziomu pod kątem α (ryc. 13). Ciężar $P=mg$ tego ciała można rozłożyć na siłę $Q=P \sin \alpha$ równoległą i $R=P \cos \alpha$ prostopadłą do deski. Druga z tych składowych przyciska ciało do deski, nie jest zatem zdolna poruszyć go wzdłuż deski. Jeżeli deska jest gładka, żadnych innych sił, działających równolegle do niej, niema. Ciało będzie zatem zsuwać się nadół tylko pod działaniem składowej siły Q. Przyśpieszenie ruchu będzie:

$$\gamma=\frac{Q}{m}=\frac{mg\sin\alpha}{m}=g\sin\alpha,$$

a zatem mniejsze, aniżeli w swobodnem spadaniu; zresztą ruch będzie jednostajnie przyśpieszony.

Żeby ciało przytrzymać na desce, należy użyć siły K, równej składowej Q, lecz przeciwnie skierowanej.

23. Trzecia zasada dynamiczna. Działanie i oddziaływanie. Opisywaliśmy dotychczas działania różnych sił, nie troszcząc się wcale, skąd one pochodzą, Otóż przedewszystkiem należy stwierdzić, że źródłem każdej siły działającej na jakieś ciało jest zawsze jakieś inne ciało. Ciężar np. spadającego kamienia jest wynikiem działania nań ziemi, siła, przyciągająca żelazo ku magnesowi, ma swój początek w magnesie i t. p. Można się przekonać, że we wszystkich podobnych przypadkach działanie jest wzajemne; np. magnes przyciąga żelazo, ale jest nawzajem przez nie przyciągany. Nigdy się nie zdarzy, żeby ciało jakieś A działało na B, a nie doznawało równocześnie wzajemnego działania od B. Jeżeli jedną z tych sił nazwiemy działaniem, drugiej dajemy miano

oddziaływania. Newton dostrzegł, że *działanie i oddziaływanie są zawsze sobie równe co do wielkości, a kierunki mają przeciwne.* Twierdzenie to stanowi trzecią zasadę dynamiki.

Istotnie połóżmy na czółenku pływającem po wodzie magnes i żelazo. Czółenko, jako całość, nie będzie się wcale poruszało, a musiałoby płynąć, gdyby przyciąganie żelaza przez magnes nie było zrównoważone równem i przeciwnie skierowanem przyciąganiem magnesu przez żelazo.

Ciężar, leżący na stole, wywiera na stół ciśnienie zgóry nadół; jednocześnie stół działa na ciężar w kierunku przeciwnym; ugięty bowiem pod działaniem ciężkości stara się wyprostować na mocy sprężystości. Gdyby z jakiejkolwiek przyczyny działanie ciężkości nagle ustało, ciężar zostałby przez prostujący się stół podrzucony do góry.

Równość działania i oddziaływania istnieje nietylko w przypadkach równowagi ciał, ale też i podczas ich ruchu. Połóżmy na dwu czółenkach, pływających po wodzie, na jednem magnes, na drugiem żelazo. Przekonamy się, że oba jednocześnie zaczną przypływać ku sobie. W chwili wystrzału kula wylata z działa, a równocześnie działo cofa się wstecz. Jeden i drugi ruch powstaje pod działaniem prężności gazów, wytworzonych przez spalenie prochu. Ruch działa jest nieznaczny w porównaniu z ruchem kuli. Pochodzi to stąd, że masa działa jest o wiele większa od masy kuli. Wiemy zaś, że ta sama siła, działając na wielką masę i na małą masę, nada tej ostatniej prędkość większą, niż pierwszej.

W podobnych warunkach jak żelazo, przyciągane przez magnes, znajduje się kamień przyciągany przez ziemię. W myśl zasady równości działania i oddziaływania musi kamień przyciągać ziemię siłą równą własnemu ciężarowi. Jeżeli tedy kamień spada ku ziemi, to równocześnie ziemia musi się poruszać ku niemu. Ruch ziemi jest jednak nieznaczny, gdyż siła, która wprowadza małą masę kamienia w szybki ruch, udziela olbrzymiej masie ziemi prędkości niezmiernie małej.

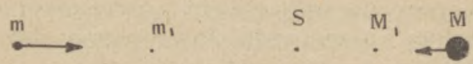
Obliczmy stosunek prędkości takich dwu ciał wzajemnie na siebie działających, a nie podlegających działaniu żadnych innych sił zewnętrznych. Oznaczmy przez M masę jednego ciała (np. ziemi), przez m masę drugiego (kamień); V i v niech będą nabyte przez te masy jednocześnie prędkości. Pędy będą wtedy MV i mv. Ponieważ siły działające mają według trzeciej zasady wartości jednakowe i działają przez czas jednakowy, wnosimy stąd na podstawie drugiej zasady dynamicznej, że siły te wytwarzają jednakowe pędy. Mamy więc równanie: $mv = MV$, a stąd:

$$\frac{v}{V} = \frac{M}{m}.$$

Prędkości są więc odwrotnie proporcjonalne do mas zgodnie z tem, cośmy widzieli w przykładach powyższych.

Weźmy na prostej, łączącej masy M i m, punkt S (ryc. 14), dzielący ich odległość w stosunku odwrotnym do mas, a więc

żeby było $\frac{MS}{ms} = \frac{m}{M}$. Punkt taki nazywa się *środkiem mas M* i *m*. W ciągu pewnego czasu masy przesuną się o odcinki MM_1 i mm_1 — odwrotnie proporcjonalne do mas. Nowe zatem odstępy M_1S i m_1S będą wciąż jeszcze odwrotnie proporcjonalne do mas, czyli innemi słowy, tenże sam punkt nieruchomy S przedstawiać będzie i teraz środek masy.



Ryc. 14.

Gdyby oprócz prędkości, wytworzonych przez wzajemne oddziaływanie, obie masy posiadały jeszcze jaki ruch wspólny, np. gdyby opisane zjawisko odbywało się na podstawie poruszającej się jednostajnie, wtedy oczywiście środek masy poruszałby się tym samym jednostajnym ruchem.

Jeżeli tedy na dwie masy nie działają żadne siły, z wyjątkiem wzajemnych ich działań, wówczas środek ich pozostaje w spoczynku albo porusza się jednostajnie w linji prostej. Zmiana ruchu środka masy może nastąpić tylko po działaniem sił zewnętrznych.

Granat wyrzucony z działa zakreśla drogę łukową w powietrzu; skoro w ciągu tego ruchu pęknie, odłamy rozlatują się pod wpływem sił wewnętrznych na wszystkie strony, ale środek masy tych odłamów nie ulega wstrząśnieniu i zakreśla dalej drogę łukową, aż do chwili, gdy którykolwiek z odłamów spadnie na ziemię. Człowiek, stojący na zupełnie gładkiej powierzchni lodu, nie mógłby się poruszyć ani o krok z miejsca; potrącony nie mógłby znowu sam się zatrzymać; w tym przypadku nie byłoby wcale sił zewnętrznych, działających nań w kierunku poziomym. Człowiek ten mógłby wprawdzie poruszać członkami, lecz przy braku punktu oparcia, przy ruchu np. głową naprzód, oddziaływanie cofnęłoby nogi wstecz, a środek ciała nie poruszałby się wcale. Po powierzchni mniej gładkiej możemy chodzić z łatwością, albowiem tarcie stóp o powierzchnię stanowi siłę zewnętrzną, która nas porusza. Idąc, uciskamy powierzchnię wstecz; powstaje stąd oddziaływanie w przeciwną stronę, które porusza nasze ciało naprzód.

Prawo akcji i reakcji stosuje się również w przypadku ruchów obrotowych. Jeżeli jedna część ciała pod wpływem sił wewnętrznych zacznie się obracać na prawo, to jednocześnie przez reakcję inna część nabędzie obrotu na lewo.

Zawieśmy na nitce szalkę, a na niej połóżmy idący zegarek. Zobaczymy, że szalka wraz z zegarkiem zacznie drgać naprzemian na prawo i na lewo w takt wahadełka zegarka. Dzieje się to wskutek oddziaływania na zegarek wahadła, wykonywającego we wnętrzu zegarka ruchy obrotowe. Na tej samej zasadzie reakcji polega działanie wszelkich tak zwanych kół reakcyjnych, poruszanych przez wypływ strumienia wody albo pary. Pomyślmy np. naczynie pełne wody, obracalne około pionowej osi, z którego woda wypływa u dołu przez poziome rurki wygięte w bok. Podczas wypływu wody przez rurki naczynie obraca się w kierunku przeciwnym.

24. O uderzeniu się ciał. Zrozumienie zasady akcji i reakcji umożliwiło rozwiązanie nader ważnego w dynamice zadania o uderzeniu się ciał. Pomyślmy dwa wozy kolejowe, poruszające się po prostym torze, w tym samym dajmy na to kierunku. Jeśli wóz tylny biegnie prędzej od przedniego, wówczas nastąpi ich spotkanie się, które wywiązuje siły zwane uderzeniem. Uderzenie

zaczyna się z chwilą pierwszego zetknięcia wozów. Wóz uderzający przyciska się coraz więcej do wozu uderzonego; sprężyny (bufory), znajdujące się u obu wozów, uginając się, wytwarzają napięcie, które przyśpiesza wóz przedni, a zwalnia bieg tylnego. Wskutek tego prędkości obu wozów zrównają się niebawem, pierwsza część uderzenia jest ukończona; w tej chwili oba wozy poruszają się, jak gdyby jedna bryła. Napięcie sprężyn działa jednak wciąż. Ich działaniem wozy zostają odrzucone od siebie. Z chwilą, gdy się rozłączą, uderzenie będzie skończone. Oba wozy mają teraz inne prędkości, aniżeli z początku.

Niechaj M i V oznaczają masę i prędkość początkową wozu uderzającego, m i v uderzonego. Po ukończeniu pierwszej części uderzenia wspólna ich prędkość niechaj będzie c. Wóz uderzający utracił pędu $M(V-c)$, uderzony zyskał $m(c-v)$. Według trzeciej zasady zmiany muszą być sobie równe, gdyż wytworzyły je siły wciąż równe i działające przez ten sam czas. Z równości $M(V-c) = m(c-v)$ wynika, że wspólna prędkość wynosi:

$$c = \frac{MV + mv}{M + m}.$$

Jest to zarazem prędkość środka masy obu wozów przed, podczas i po uderzeniu. Gdyby uderzenie nie było sprężyste, co zdarzyłoby się przybliżenie np. przy spotkaniu się dwu brył ołowiu albo gliny i t. p., wtedy ciała nie odskoczyłyby od siebie, poruszałyby się nadal jako jedna bryła, z tą właśnie prędkością c.

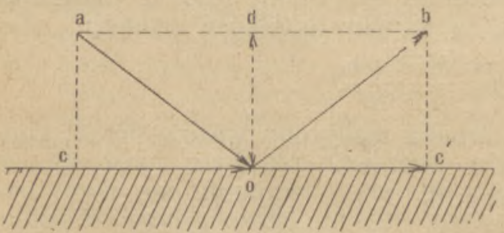
Nie znamy jednak ciał ani zupełnie niesprężystych ani też tak doskonale sprężystych, żeby popęd wywarty w drugiej części uderzenia, podczas rozprężenia się sprężyn, był dokładnie równy popędowi, wywartemu podczas ich uginania się. Przypuśćmy jednak, że tak jest, co się zdarzy przynajmniej w przybliżeniu, jeśli uderzają się np. kule szklane, stalowe albo z kości słoniowej. Wtedy w ciągu drugiej części uderzenia ciało uderzone nabędzie jeszcze raz pędu w ilości $m(c-v)$, uzyska więc prędkość v_1 taką, że $mv_1 = mv + 2m(c-v)$, a podobnie dla ciała uderzającego będzie: $MV_1 = MV - 2M(V-c)$, gdzie V_1 oznacza prędkość masy M po uderzeniu. Podstawiwszy w tych równaniach za c znalezioną pierwej wartość otrzymamy, rozwiązując je, prędkości V_1 i v_1 zmienione przez uderzenie. W oznaczeniach wprowadziliśmy V i v jako wielkości dodatnie, rozumiejąc, że oba ciała poruszają się w tę samą stronę, np. na prawo. Gdyby rozwiązanie tych równań dało nam na którą z prędkości V_1 albo v_1 wartość ujemną, znaczyłoby to, że po uderzeniu ciało porusza się na lewo.

Przypuśćmy np., że ciała poruszają się naprzód ku sobie i że mają jednakowe pędy, t. j. że $MV = -mv$. Wtedy będzie $c=0$, zatem $mv_1 = mv - 2mv$ czyli $v_1 = -v$ i podobnie $V_1 = -V$. W tym szczególnym przypadku ciała odskoczą od siebie z temiż prędkościami, z jakiemi uderzyły o siebie.

Gdyby dalej było $M=m$, $v=0$, to znaczy, gdy o sprężystą nieruchomą kulę uderza druga, tej samej masy, z prędkością V, wtedy znajdziemy: $c=\frac{V}{2}$, $v_1=V$, $V_1=0$. Ruch uderzającej kuli przenosi się całkowicie na kulę uderzoną, a uderzająca zatrzymuje się nieruchoma na miejscu; zjawisko to znanem jest dobrze grającym w bilard.

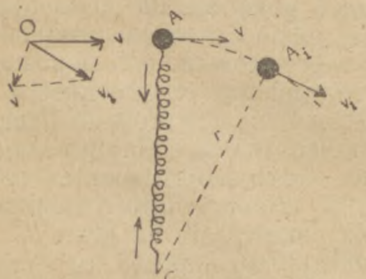
Równania te obejmują także przypadek uderzenia kuli sprężystej o masywną nieruchomą ścianę. Uderzenie będzie wtedy takie, jak gdyby kula uderzona miała nieskończenie wielką masę, $m=\infty$ i prędkość $v=0$. Znajdziemy wtedy $c=0$, $v_1=0$. $V_1=-V$. Kula odbija się wtedy od ściany wstecz z tą prędkością, z jaką uderzyła.

Gdy kula sprężysta uderza ukośnie o ścianę (jak w bilardzie), wtenczas rozłożymy prędkość uderzenia *ao* (ryc. 15) na składową równoległą do ściany *co* i prostopadłą do niej *do*. Wskutek uderzenia pierwsza nie zmienia się wcale, albowiem ściana oddziaływa na kulę tylko w kierunku prostopadłym. Po uderzeniu będzie tedy *oc'*=*oc*. Druga, jak widzieliśmy przed chwilą, zmienia kierunek na przeciwny, nie zmieniając wartości; zamienia się tedy na *od*. Składając *oc'* i *od*, znajdujemy prędkość *ob* kuli po odbiciu się; z przystawania trójkątów *aod* i *dob* wynika, że kąt odbicia się kuli *dob* równa się kątowi uderzenia *aod*.



Ryc. 15.

25. Ruch po kole. Siła dośrodkowa i odśrodkowa. Poznaliśmy już jeden przykład ruchu krzywodrożnego, mianowicie ruch po paraboli ciała rzuconego ukośnie albo poziomo. Zajmiemy się obecnie innym ważnym przypadkiem takiego ruchu, ruchem jednostajnym masy krążącej po obwodzie koła. Uwiążmy ciało jakie, np. kulę żelazną, na sznurku albo sprężynie i trzymając drugi koniec w ręku, obracajmy je po po kole (ryc. 16). Ruch taki będzie jednostajny, jeżeli ciało przebiega na kole łuki jednakowej długości w równych, chociażby dowolnie krótkich, odstępach czasu. Jak w ruchu prostolinijnym, prędkością nazywamy stosunek długości łuku do odpowiedniego czasu.



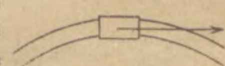
Ryc. 16.

Prędkość atoli jest w tym ruchu jednostajnym zmienna; nie zmienia się wprawdzie jej wielkość, ale zmienia się nieustannie kierunek: chwilowym kierunkiem prędkości jest kierunek stycznej do koła, zmieniający się nieustannie podczas ruchu.

Z drugiej zasady dynamicznej wynika, że ruch tego rodzaju, nawet gdy jest jednostajny, odbywać się może tylko wtedy, gdy na ciało działa siła, zdolna wywołać tę zmienność prędkości. Istotnie, w powyższym przykładzie przekonamy się, że w czasie ruchu sprężyna będzie wyprężona, przeto ciągnie ciało wprost ku środkowi koła, w kierunku promienia. Wyprężenie jej wynika stąd, że skutkiem bezwładności ciało uwiązane do niej usiłuje oddalić się od koła, odlecieć w kierunku stycznej.

Siłę, jaką sprężyna wywiera na ciało, nazywamy *siłą dośrodkową*. Siła podobna musi istnieć we wszystkich ruchach kolistych. Wytwarza ją bądźto napięcie więzów, utrzymujących masę na kole (sprężyna, sznur, pręt i t. p.), bądź inne jakie działanie fizyczne, np. siły elektryczne, magnetyczne, ciężkość (która utrzymuje np. księżyc w jego ruchu kolistym około ziemi) i t. p. Siła dośrodkowa utrzymuje ruch po kole, nie może go jednak zacząć, gdyż jest do toru prostopadła. Początkowej prędkości dostarcza, jak w przypadku ciężkiego ciała rzuconego, inne jakieś działanie, np. uderzenie, potrącenie i t. p.

Weźmy inny przykład. Wóz kolejowy, biegnący po torze zakrzywionym (ryc. 17) usiłuje wciąż wykoleić się nazewnątrz łuku, gdyż na mocy swej bezwładności dąży do poruszania się w kierunku stycznej. Wskutek parcia, jakie przez to wywiera na zewnętrzną szynę toru, ta ostatnia, jako ciało sprężyste, ugina się cokolwiek i ciśnie nawzajem na wóz ku środkowi koła. To ostatnie działanie jest w tym przypadku siłą dośrodkową, która sprawia ciągłe zbaczanie wozu od każdoczesnego kierunku ruchu wbok. Parcie natomiast wozu na szynę, wynikające z jego bezwładności, nazywamy *siłą odśrodkową*. W każdym przypadku ruchu kolistego, utrzymywanego działaniem sznura, sprężyny, pręta lub innych podobnych więzów materjalnych, obie te siły występują zawsze razem; pierwsza, dośrodkowa, działa na masę krążącą; druga odśrodkowa, *na więzy, łączące ją ze środkiem* koła, jak to okazują strzałki na ryc. 16. Pierwsza miewa w różnych przypadkach różne przyczyny (sprężystość, ciężkość i t. p.). Druga, odśrodkowa, jest zawsze wynikiem wyrywania się masy nazewnątrz koła, skutkiem bezwładności. Na podstawie trzeciej zasady, siły te, jako działanie i oddziaływanie masy i więzów, są zawsze równe i mają kierunki przeciwne.



Ryc. 17.

Wielkość siły dośrodkowej powinna być tem większa, im naglej zmienia się prędkość, w tym przypadku co do kierunku. Im ostrzej tedy łuk jest zakrzywiony, tem większej potrzeba siły, żeby wywołać tę zmianę kierunku prędkości. Po wtóre, im większa

jest masa ciała, tem większą jest jej bezwładna reakcja przeciw zmianie ruchu, tem większej potrzeba siły dośrodkowej. Ażeby znaleźć jej wielkość, a zarazem wielkość równej jej siły odśrodkowej, obliczymy naprzód wartość przyśpieszenia γ w ruchu kolistym. W położeniu A na kole (ryc. 16) prędkość masy m jest v; w ciągu pewnego niezmiernie krótkiego czasu τ ciało przebiega łuk $AA_1 = v\tau$, a w położeniu A_1 prędkość jest v_1, co do wielkości równa v, ale mająca inny kierunek. Ażeby się dowiedzieć, o ile i w jaką stronę prędkość się zmieniła, postępujemy jak w ust. 9: wykreślamy osobno z punktu O (ryc. 16) odcinki ov i ov_1, wyobrażające v i v_1; v_1 jest widocznie przekątną równoległoboku, mającego za boki ov i ov'. Odcinek ov' wyobraża zatem przyrost prędkości w ciągu czasu τ. Jeśli czas τ będzie nieskończenie krótki, odcinek ten, wtenczas nieskończenie mały, mieć będzie kierunek prostopadły do v, a więc równoległy do promienia AC koła. Chwilowy przyrost prędkości będzie zatem skierowany zawsze wzdłuż promienia ku środkowi koła. Tenże sam kierunek posiada przyśpieszenie γ, którego miarą jest przyrost prędkości, przypadający na jednostkę czasu, czyli $\gamma = \frac{v'}{\tau}$. Ponieważ trójkąty nieskończenie wąskie ACA_1 i vOv_1 są podobne, przeto jest proporcja $v' : v = AA_1 : r$, w czem r jest długością promienia koła. Mamy zatem: $v' = v\frac{AA_1}{r} = v\frac{v\tau}{r}$, skąd

$$\gamma = \frac{v'}{\tau} = \frac{v^2}{r} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Siła dośrodkowa musi zatem działać również ku środkowi koła, a jej wielkość znajdziemy (ust. 15) według wzoru $P = m\gamma$, czyli:

$$P = \frac{mv^2}{r} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Przekonajmy się, że obie strony równania (2) posiadają jednakowe wymiary. Z ust. 15 wiemy, że wymiarem siły jest masa razy długość podzielona przez kwadrat czasu. Otóż istotnie iloraz $\frac{mv^2}{r}$ ma ten sam wymiar.

Okresem ruchu kolistego nazywamy czas $T = \frac{2\pi r}{v}$, w ciągu którego ciało okrąża koło jeden raz. Wstawiwszy wartość $v = \frac{2\pi r}{T}$, możemy wielkość siły dośrodkowej wyrazić także przez ten okres. Otrzymamy mianowicie:

$$P = \frac{4\pi^2 rm}{T^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

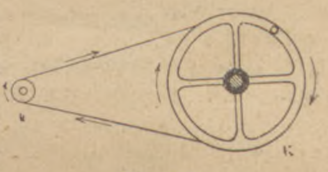
a) Zastosujmy wzór na wielkość siły dośrodkowej do przykładu następującego. Kamień o masie $m = 10$ *gr* wiruje na nitce o długości $r = 50$ *cm*.

Nitka może wytrzymać obciążenie $P = 100\ Gr = 98100$ dyn. Jeżeli siła odśrodkowa, działająca na nitkę, przekroczy tę wielkość, nitka zerwie się. Przy jakiej szybkości obrotu nastąpi zerwanie? Według wzoru (2) mamy:

$$98100 = \frac{10 \cdot v^2}{50},$$

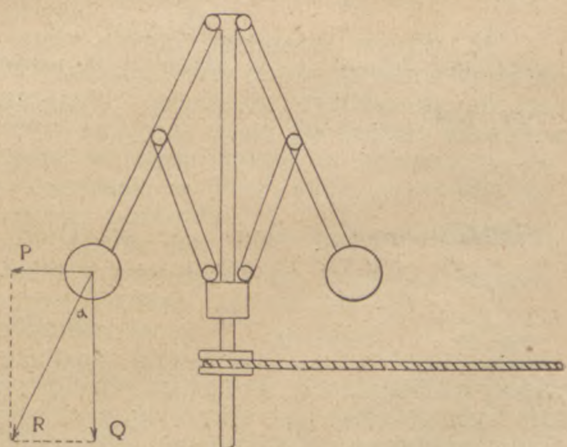
czyli v wynosi bezmała $700 \frac{cm}{sek}$. Ponieważ obwód koła jest $2\pi r = 6{\cdot}28 \times 50 = 314\ cm$, więc $T = \frac{314}{700}$ czyli prawie pół sekundy.

b) Działanie siły odśrodkowej ma liczne zastosowania praktyczne. Używa się w tym celu t. zw. wirówki albo centryfugi (ryc. 18). Składa się ona z dwu kół, małego *k* i większego *K*, połączonych sznurem. Podczas jednego obrotu większego koła mniejsze obraca się tyle razy, ile razy obwód albo średnica koła większego jest większa od obwodu albo średnicy koła mniejszego. Na osi małego koła osadzony jest przyrząd, mający być poddany wirowaniu.



Ryc. 18.

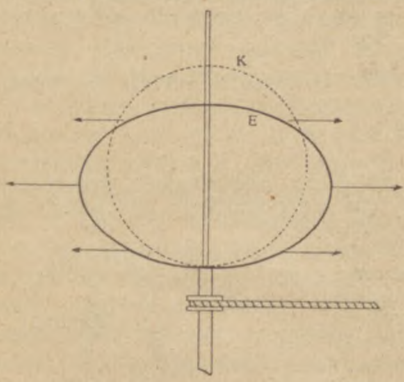
Przypuśćmy np., że wirownica obraca pręt pionowy (ryc. 19), na którym wisi na zawiasach drugi bardzo lekki pręt, ruchomy dookoła górnego końca i obciążony u spodu ciężką kulą. Przy obrocie pręt odchyli się o pewien kąt α od pionu; kąt ten pozostaje niezmienny, dopóki obrót trwa jednostajnie. Na dolny koniec pręta działa ciężar Q kuli pionowo nadół i siła odśrodkowa P w kierunku prostopadłym do osi nazewnątrz. Pochylenie α pręta względem osi obrotu będzie wtedy tylko niezmienne, gdy wypadkowa tych dwu sił działać będzie w przedłużeniu pręta. Wtedy, jak widać z rysunku, jest $\operatorname{tg} \alpha = \frac{P}{Q}$. Ponieważ ciężar Q jest stały, a siła odśrodkowa wzmaga się z szybkością obrotu, przeto odchylenie ruchomego ramienia zwiększać się będzie również, gdy szybkość obrotu się powiększy. Zastosowaniem podobnego urządzenia są regulatory dopływu pary w machinach parowych, zapewniające ich jednostajny bieg.



Ryc. 19.

Jeżeli na wirówce osadzimy bryłę stałą, wtedy wszystkie jej punkty mają ten sam okres T obiegu. W myśl wzoru $P = \frac{4\pi^2 rm}{T^2}$ największemu działaniu odśrodkowemu ulegają cząstki najbardziej od osi odległe. Tak np. sprężyna kolista *K* (ryc. 20) spłaszcza się podczas obrotu w kształt eliptyczny *E*. Kula z gliny albo innego plastycznego materjału spłaszcza się w podobny sposób podczas wirowania. Spłaszczony u biegunów kształt ziemi geologowie przypisują ruchowi obrotowemu ziemi; spłaszczenie to nastąpiło w epoce, gdy ziemia była gorąca i plastyczna.

c) Działanie siły odśrodkowej na ciecze objaśniają następujące przykłady: Szklanką napełnioną wodą i uwiązaną na sznurku można wirować po kole, a woda nie wyleje się, gdyż na mocy bezwładności przyciska się do dna szklanki. Rtęć w tych samych warunkach byłaby do szklanki przyciskana jeszcze silniej, odpowiednio do swej większej masy.



Ryc. 20.

W bani kulistej (ryc. 21), obracanej na wirówce i zawierającej rtęć i wodę, rtęć jako gęstsza gromadzi się w kształcie paska na równiku bani. Z tego samego powodu mleko (emulsja lżejszych kuleczek tłuszczu w płynie wodnistym), obracane na wirówce, rozdziela się na warstwę wodnistą na obwodzie i tłuszcz gromadzący się w środku.

d) Gazy, jak również ciała bezwładne, wywierają także działania odśrodkowe. Powietrze, wprowadzone w obrót zapomocą szybko wirujących łopatek, w okrągłej puszce (mieszek centryfugalny, ryc. 22), ciśnie na jej ściany.

Jeżeli na obwodzie puszki znajduje się rura odpływowa, a w środku otwór dopływowy, obrót wywoła ciągły prąd powietrza od środka nazewnątrz.

26. Wpływ dziennego obrotu ziemi na ciężar ciał. Wyobraźmy sobie sprężynę (ryc. 23), przytwierdzoną górnym końcem do stosownego wieszadła i obciążoną pewną masą. Pod wpływem ciężaru tej masy sprężyna wydłuża się dopóty, dopóki napięcie sprężyny nie zrówna się z ciężarem. Wielkość wydłużenia można zmierzyć; daje nam ono wyobrażenie o wielkości ciężaru. Gdybyśmy z taką sprężyną odbyli podróż od biegunów do równika ziemi, przekonalibyśmy się, że to samo ciało wydłuża sprężynę cokolwiek więcej na biegunach, aniżeli na równiku; wynika stąd, że ciężar tego samego ciała jest przy biegunach większy, aniżeli na równiku; zmniejsza się stopniowo, gdy zbliżamy się do równika. Różnica nie jest znaczna. Możnaby stwierdzić podobną do powyższej wagą, że np. 983 jednakowych ziaren śrutu wyciągałyby na równiku sprężynę tak samo, jak 978 takichże ziaren pod biegunem. Ciężar więc pewnego ciała jest na równiku o $^1/_{200}$ mniejszy, aniżeli na biegunach. Ponieważ ciężar równa się iloczynowi masy i przyśpieszenia spadania g, więc przyśpieszenie to jest w tym samym stosunku mniejsze na równiku, aniżeli na biegunach. Na biegunie $g = 983 \frac{cm}{sek^2}$, zaś na równiku $g = 978 \frac{cm}{sek^2}$.

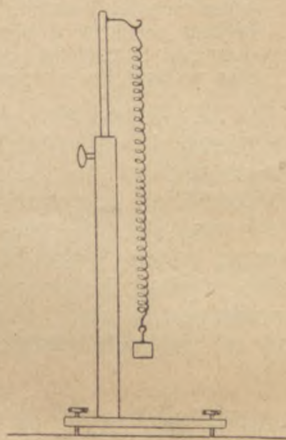


Ryc. 21.


Ryc. 22.

Gdyby kula ziemska nie obracała się, ciężar masy m wynosiłby na równiku tyleż, co na biegunach, czyli $983\, m = Q_0$.

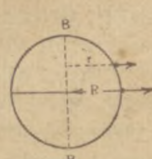
Ziemia jednak obraca się dookoła swej osi w okresie T, równym jednej dobie gwiazdowej. Wskutek tego każdy punkt na powierzchni ziemi zakreśla raz w przeciągu tego okresu koło, którego promień r (ryc. 24) równa się długości prostopadłej, opuszczonej z tego punktu na oś ziemską. Siła odśrodkowa, wynikająca z tego obrotu, powoduje zmniejszenie nacisku, jaki ciało wywiera swym ciężarem na podstawę, na której spoczywa, albo na sznur lub sprężynę, na której wisi. Zmniejszenie to występuje we wszystkich punktach powierzchni ziemi, z wyjątkiem biegunów. Wyobraźmy sobie, że jesteśmy z naszą sprężyną na równiku, gdzie r równa się promieniowi ziemi: $R=6370$ kilometrów, czyli $6{\cdot}37 \,.\, 10^8$ *cm*. Masa, zawieszona na sprężynie, usiłując wskutek bezwładności poruszać się po stycznej do koła równikowego, ściska sprężynę siłą odśrodkową równą $\frac{4\pi^2 Rm}{T^2}$.



Ryc. 23.

Napięcie sprężyny wynosić więc będzie nie Q_0, ileby wynosiło, gdyby ziemia była nieruchomą, lecz $Q_0 - \frac{4\pi^2 Rm}{T^2}$. Taką wartość ma przeto ciężar masy m, dostrzegany na obracającej się ziemi na równiku. Widać więc, że obrót ziemi powoduje na równiku zmniejszenie ciężaru o $\frac{4\pi^2 Rm}{T^2}$. Zmniejszenie przyśpieszenia ciężkości wynosi $\frac{4\pi^2 R}{T^2}$. Wstawiwszy wiadomą wartość na T (ust. 3), znajdziemy, że $\frac{4\pi^2 R}{T^2} = \frac{39{\cdot}478 \,.\, 6{\cdot}37 \,.\, 10^8}{(86164)^2} = 3{\cdot}4 \frac{cm}{sek^2}$; ciężar jednostki masy na równiku wynosi więc $983 - 3{\cdot}4 = 979{\cdot}6 \frac{gr\,cm}{sek^2}$.

Doświadczenie daje na tę wartość liczbę jeszcze cokolwiek mniejszą 978, co się tem tłumaczy, że ziemia nie jest dokładnie kulistą. Wskutek jej spłaszczenia biegunowego punkty równikowe są od środka bardziej oddalone, aniżeli bieguny.

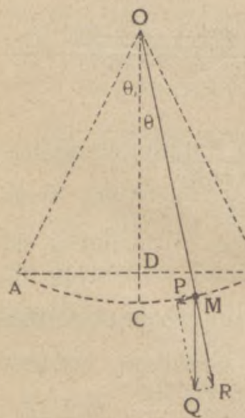


Ryc. 24.

Należy zresztą dobrze zrozumieć, że ciało spadające *swobodnie* zostaje wyłącznie pod wpływem przyciągania Q_0 ziemi. A że spadanie na równiku wydaje się wolniejszem, aniżeli na biegunach, to pochodzi stąd, że punkt powierzchni ziemi, ku któremu ciało spada, posiada sam przyśpieszenie dośrodkowe, wskutek obracania się ziemi. Spostrzegamy zatem tylko różnicę tych przyśpieszeń.

Obok tego pozornego zwolnienia ruchu występuje jeszcze wskutek obrotu ziemi lekkie zboczenie ciała spadającego swobodnie od kierunku pionowego i to zawsze ku wschodowi. Np. ciężar spadający swobodnie z wysokiej wieży nie trafia ziemi w punkcie leżącym pionowo pod punktem, z którego ciężar puszczono, lecz zbacza cokolwiek ku wschodowi; ciężar bowiem na wieży, wskutek większej odległości od osi ziemskiej, posiada nieco większą prędkość w kierunku wschodnim, aniżeli ziemia u stóp wieży; zachowując tę większą prędkość podczas spadania, wyprzedza on ziemię odrobinę w kierunku wskazanym.

27. Mierzenie ciężkości wahadłem. Bezwzględną wartość natężenia jakiejkolwiek siły można ocenić jedynie przez spostrzeganie ruchów, jakie ona zdolna jest wytworzyć w znanych masach. W ten też sposób określiliśmy natężenie ciężkości, mierząc ruch ciał spadających w maszynie Atwooda i t. p. Sposoby te nie są jednak dokładne z powodu trudności wymierzenia wielkich prędkości albo przyśpieszeń. Nierównie lepsze wyniki daje spostrzeganie ruchów perjodycznych, t j. ruchów powtarzających się w równych odstępach czasu, jakie wykonywa np. wahadło.



Ryc. 25.

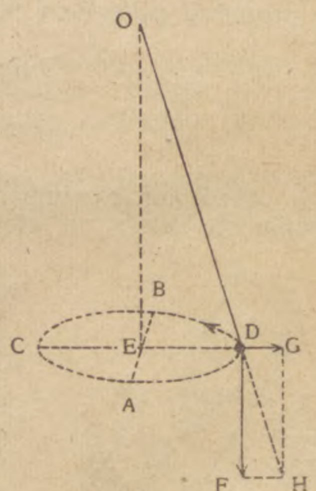
Zawieśmy w stałym punkcie O (ryc. 25), na bardzo cienkiej, lekkiej i nierozciągliwej nici, malutką bryłkę o masie m, tak małą, żeby można ją było nazwać punktem materjalnym. Bryłka taka, odchylona od pionu OC i puszczona swobodnie, wykonywać będzie ruch perjodyczny po łuku AB. Urządzenie takie nazywa się wahadłem, a w szczególności jest to model t. zw. *wahadła prostego.* Ściśle biorąc, prostem byłoby ono wtedy, gdyby masa m była rzeczywiście punktem materjalnym, a nitka była nieskończenie lekka.

Ruch wahadła odbywa się pod działaniem ciężkości. Istotnie, jeżeli ciężar mg (MQ na rysunku) masy zawieszonej rozłożymy na dwie składowe: jedną MR w przedłużeniu nici, drugą MP prostopadle do niej, a więc w kierunku stycznym do łuku, dostrzeżemy, że pierwsza niema żadnego wpływu na ruch, a rozpręża tylko nitkę; druga natomiast przyśpiesza ruch, ilekroć on odbywa się ku położeniu równowagi C, opóźnia go zaś, gdy masa oddala się od C. Wynika z tego perjodyczne spadanie masy i podnoszenie się jej do góry, odbywające się symetrycznie po obu stronach pionu. W chwili przejścia przez położenie równowagi C, składowa MP ciężaru masy spada do zera. Mimo to wahadło nie zatrzymuje się w tem miejscu, lecz przelata na przeciwną stronę pionu, pędzone nabytym poprzednio rozpędem, a więc na mocy bezwładności. Już Galileusz dostrzegł właściwość tego ruchu perjodycznego, dzięki której wahadło jest tak znakomitym przyrządem do mierzenia

sił, właściwość polegającą na tem, że okres wahania wahadła, t. j. *czas, potrzebny do odbycia drogi ACB i z powrotem do A albo też drogi CBCAC i t. p., nie zależy od tego, czy t. zw. amplituda wahań (największe odchylenie od położenia równowagi, AC albo CB) jest większa lub mniejsza, byle wogóle nie była ona dużą.* Własność tę nazywamy *izochronizmem* małych wahań wahadła. Żeby ją zrozumieć, obliczmy wartość siły MP, pod wpływem której ruch wahadła się odbywa, w dowolnym punkcie drogi, np. w punkcie M. Z rysunku widać, że $MP = MQ \sin\theta$ albo $= mg \sin\theta$, jeżeli θ oznacza kąt odchylenia wahadła od pionu, odpowiadający położeniu M masy albo równy mu kąt PQM. Jeżeli wahadło odchyla się od pionu o kąt bardzo mały nawet w położeniach skrajnych, wtedy zamiast $\sin\theta$ można podstawić z dostatecznem przybliżeniem sam kąt θ. Owoż wiadomo z geometrji, że miarą łukową tego kąta jest stosunek długości s łuku CM do długości promienia, t. j. do długości $l = OM = OC$ wahadła. Będzie przeto

$$MP = -mg\frac{s}{l} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Znak minus pochodzi stąd, że wychylenie na prawo daje źródło sile skierowanej na lewo i naodwrót. Można więc powiedzieć, że *siła, działająca na masę wahającą się, jest proporcjonalną do odległości s masy od położenia równowagi!* To samo należy oczywiście powiedzieć o przyśpieszeniu sprawionem przez siłę MP. Jeżeli więc wskutek większego odchylenia wahadła zakreślone przez nie łuki się zwiększą, zwiększą się też siły w tym samym stosunku; w tych warunkach okres wahań pozostaje niezmieniony.



Ryc. 26.

Opisane wyżej wahania nazywamy prostolinijnemi albo płaskiemi, gdyż masa m zakreśla wtedy łuk bardzo mało różny od linji prostej, nić zaś kreśli płaszczyznę. Tego rodzaju wahania płaskie wahadło może wykonywać we wszystkich płaszczyznach przeprowadzonych przez pion OC. Co więcej, może wykonywać jednoczesne wahania w dwu takich płaszczyznach. Odchylmy masę m, np. w płaszczyźnie OCD do D (ryc. 26), a jednocześnie potrąćmy ją w kierunku równoległym do innej, przypuśćmy prostopadłej płaszczyzny OAB. W myśl zasady niezależności ruchów odbywać się będą wtedy obydwa wahania, a z ich spółistnienia wyniknie ruch, w ogólności krzywolinijny. Dowiedziemy niżej, że ruch ten odbywać się będzie po obwodzie elipsy. Przy stosownie do-

branem potrąceniu elipsa ta może być także kołem, jak na rysunku.

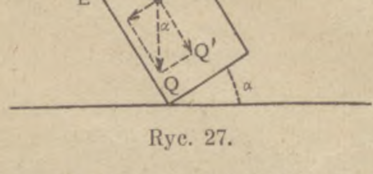
W tym szczególnym przypadku siła ciężkości DF działająca na masę, nie ma wcale składowej w kierunku ruchu po kole, ruch ten odbywa się zatem *jednostajnie*. Oba prostopadłe do siebie wahania płaskie, składające się na ten jednostajny ruch kolisty, można zobaczyć zosobna, jeżeli patrzeć będziemy zdaleka na krążącą masę, umieściwszy oko w płaszczyźnie koła.

W tym przypadku szczególnym można z łatwością obliczyć okres obiegu po kole, który przedstawia równocześnie okres obu wspomnianych wahań płaskich. Należy w tym celu napisać warunek, pod którym pochylenie nitki względem pionu będzie niezmienne (podobnie jak w ust. 25, ryc. 19). Na dolny jej koniec działa ciężar $DF=mg$ masy pionowo na dół, tudzież siła odśrodkowa DG wynikająca z obrotu, w kierunku poziomym. Wypadkowa DH tych dwu sił powinna działać w przedłużeniu nitki; z podobieństwa trójkątów DFH i OED wypada wtedy: $OE:ED=mg:\frac{4\pi^2 m}{T^2}.\ ED$, gdzie T oznacza szukany okres wahań. Ponieważ w przypadku bardzo małej amplitudy ED, długość OE różni się niezmiernie mało od długości wahadła $OD=l$, przeto z proporcji powyższej wypada:

$$mg=\frac{4\pi^2 ml}{T^2},\ \text{skąd:}$$

$$T=2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Wzór ten okazuje przedewszystkiem, że istotnie okres wahania nie zależy od wielkości amplitudy, która wcale do wzoru nie wchodzi. Widać następnie, że okres ten nie zależy także od wielkości masy wahadła. Tego można było spodziewać się, skoro, jak wiemy, przyśpieszenie ciał spadających nie jest od masy zależne. Z wzoru (1) możemy następnie wyczytać, że: 1) okres wahania jest proporcjonalny do drugiego pierwiastka z długości wahadła; dwa wahadła, z których jedno jest cztery razy dłuższe niż drugie, wahają się tak, że na jedno wahnięcie pierwszego przypadają dwa krótszego, co łatwo jest sprawdzić; 2) okres jest odwrotnie proporcjonalny do pierwiastka z natężenia ciężkości. Zależność tę można uzmysłowić na przyrządzie przedstawionym na ryc. 27.



Ryc. 27.

Masa wahadła zawieszona jest na dwu lekkich sztywnych prętach *AM* i *BM*, w ramie czworokątnej *EF*, którą można dowolnie względem pionu pochylać. Wahania odbywają się w tym przypadku widocznie nie pod wpływem pełnego działania ciężkości *MQ*, lecz tylko pod wpływem składowej $MQ' = MQ \cos\alpha$. Będą więc powolniejsze, odpowiednio do wzoru $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g\cos\alpha}}$; przy $\alpha = 90^0$ otrzymalibyśmy $T = \infty$, t. j. wahania ustają.

Wzór (1) można napisać pod postacią:

$$g = \frac{4\pi^2 l}{T^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

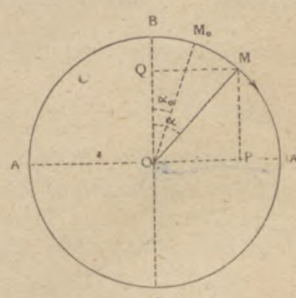
Jeżeli więc zmierzymy długość wahadła i jego okres, możemy wyliczyć natężenie siły ciężkości. Wahadło umożliwia zatem mierzenie sił w miarach bezwzględnych przez pomiar długości czasu i masy.

Dzieląc we wzorze 1) siłę *MP* przez masę *m*, znajdujemy na przyśpieszenie γ wahadła wzór następujący: $\gamma = -g\frac{s}{l}$. Lecz na postawie wzoru 2) jest: $\frac{g}{l} = \frac{4\pi^2}{T^2}$. Mamy zatem:

$$\gamma = -\frac{4\pi^2}{T^2}s \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

28. Ruch wahadłowy i wahania eliptyczne. Opierając się na tem, że ruch kolisty jednostajny można uważać jako wypadkowy dwu wahań płaskich, zbadajmy dokładnie sam ruch wahadłowy.

Skierujmy uwagę na punkt *M*, krążący jednostajnie po kole *BABA* o promieniu *a* (ryc. 28). Wykreślmy z każdego położenia tego punktu prostopadłą *MP* do jednej ze średnic koła, np. *AA*; otrzymamy tym sposobem w *P* t. zw. rzut punktu *M* na średnicę *AA*. Podczas ruchu punktu *M* na kole rzut ten poruszać się będzie tam i napowrót po średnicy *AA*; będzie to jakby cień punktu *M* rzucony na *AA* przez światło, znajdujące się w wielkiej odległości na przedłużeniu średnicy *BB*. Wiemy już, że ruch tego rzutu będzie to właśnie taki ruch, jaki wykonywa wahadło w wahaniach płaskich, jeżeli amplituda jest



Ryc. 28.

bardzo mała. Położenia punktu *P* na średnicy *AA* są określone przez położenia punktu *M* na kole; tak np., gdy *M* znajduje się w *B*, *P* przechodzi przez środek *O*; gdy *M* dojdzie na kole do *A*, *P* dojdzie również do *A* i t. d. Obydwa ruchy są perjodyczne; okresy ich *T* są jednakowe.

Położenie punktu M na kole określimy przez kąt α, jaki promień wodzący OM zawiera z średnicą np. OB.

Położenie punktu P, którego ruch wahadłowy zamierzamy opisać, określimy jego odległością $s = OP$ od środka O. Odległość tę liczyć będziemy jako dodatnią, gdy P znajduje się np. na prawej połowie OA swojej linji wahania. Ujemna wartość s oznaczać będzie odchylenie na lewo od O. W trójkącie prostokątnym OMP mamy $OM = a$, $OP = s$, zatem:

$$s = a \sin \alpha.$$

Kąt α rośnie wciąż, proporcjonalnie do czasu. Przypuśćmy, że w chwili, gdy czas zaczynamy liczyć, wartość jego wynosi już α_0 (punkt na kole znajduje się w M_0). Po upływie czasu t, gdy punkt na kole doszedł do M, wartość kąta α będzie $\alpha_0 + \frac{2\pi t}{T}$, albowiem w ciągu jednego okresu wzrasta on o 360^0 czyli o 2π (będziemy tu używali zawsze miary łukowej kątów), zatem w ciągu czasu = 1*sek* — o $\frac{2\pi}{T}$, a w ciągu czasu t — o $2\pi \frac{t}{T}$.

Mamy więc ostatecznie wzór następujący, wyrażający przebieg ruchu wahadłowego:

$$s = a \sin \left(\frac{2\pi t}{T} + \alpha_0\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Wielkości, wchodzące we wzór (1), mają następujące nazwy: s nazywa się *odchyleniem*, a *amplitudą* punktu wahającego się albo drgającego, T *okresem* wahania; kąt $\frac{2\pi t}{T} + \alpha_0$, rosnący ustawicznie i jednostajnie, nazywa się *fazą* drgania w chwili t.

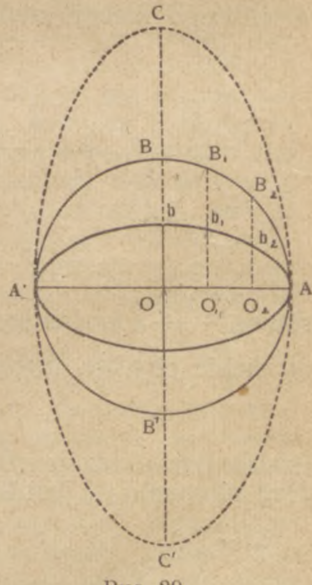
Wzór powyższy potwierdza, że ruch jest rzeczywiście perjodyczny i powtarza się w okresach = T. Jeżeli bowiem t wzrośnie np. o T, wtedy wartość odchylenia będzie $a \sin \left(2\pi \frac{t+T}{T} + \alpha_0\right) =$ $= a \sin \left(\frac{2\pi t}{T} + \alpha_0 + 2\pi\right) = a \sin \left(\frac{2\pi t}{T} + \alpha_0\right) = s$, a więc taka sama jak poprzednio. Jeżeli zatem czas t urośnie o T (albo o jakąkolwiek całkowitą wielokrotność okresu), wtedy faza powiększa się jednocześnie o 2π (albo o tę samą wielokrotność 2π). Takie dwie fazy nazywają się *zgodnemi*.

Jeżeli natomiast czas t urośnie tylko o $\frac{T}{2}$ albo o jakąkolwiek nieparzystą wielokrotność $(2n+1)$ połowy okresu, wtedy odchylenie s zamieni się na $a \sin \left[\frac{2\pi}{T}\left(t + \frac{2n+1}{2} T\right) + \alpha_0\right] =$ $= a \sin \left[\frac{2\pi t}{T} + \alpha_0 + (2n+1)\pi\right] = -a \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + \alpha_0\right) = -s$, t.j. punkt drgający zajmie wtenczas położenie symetryczne po przeciwnej

stronie położenia równowagi. Takie dwie fazy, różniące się o π, 3π, 5π... nazywają się *przeciwnemi.*

Wracając do ryciny 28, możemy punkt M rzucić jednocześnie w Q na średnicę BB prostopadłą do AA. Otrzymamy wtedy rozkład ruchu jednostajnego kolistego na dwa ruchy wahadłowe, przedstawione przez ruchy punktów P i Q, po dwu wzajemnie prostopadłych średnicach. Fazy tych dwu składowych ruchów różnią się wciąż o $\frac{\pi}{2} = 90^0$, gdyż jeden z nich wyprzedza wciąż drugi o $\frac{1}{4}$ okresu. Tak np. gdy P porusza się ruchem poziomym przez środek O na prawo, wtedy Q znajduje się w B i dojdzie do środka dopiero po upływie czasu $\frac{T}{4}$.

Nawzajem, *dwa prostopadłe do siebie ruchy wahadłowe o jednakowych amplitudach i okresach, różniące się w fazach o* $90^0 = \frac{\pi}{2}$, *składają się na ruch jednostajny po kole.* Jeżeli, jak na ryc. 28, poziomy ruch wyprzedza pionowy, wtedy krążenie na kole odbywa się w kierunku prawym (jak ruch wskazówek zegara); w przeciwnym razie wypada ruch lewy.



Ryc. 29.

Przypuśćmy teraz, że amplitudy dwu ruchów wahadłowych prostopadłych do siebie i różniących się fazą o $\frac{\pi}{2}$ nie są jednakowe; niech np., jak na ryc. 29, ruch po BB' ma amplitudę o połowę mniejszą niż po AA' (nie będzie to miało, jak wiemy, wpływu na okres). Wtedy wszystkie odchylenia równoległe do BB' będą o połowę mniejsze niż w ruchu po kole. Ruch wypadkowy będzie się odbywać po krzywej b, b_1, b_2..., na której $bO = \frac{1}{2}\,BO$, $b_1O_1 = \frac{1}{2}\,B_1O_1$ i t. d. Z geometrji wiadomo, że krzywa mająca tę własność jest *elipsą*. Kształt jej zależy od stosunku amplitud obu ruchów składowych. Gdyby np. amplituda po BB' była dwa razy większa niż po AA', mielibyśmy elipsę $ACA'C'A$, wydłużoną w kierunku pionowym. W zupełnie podobny sposób moglibyśmy dowieść, że dwa dowolne ruchy wahadłowe, odbywające się z jakąkolwiek różnicą faz w dowolnych kierunkach, składają się też na ruch wypadkowy eliptyczny, byle okresy ich były jednakowe.

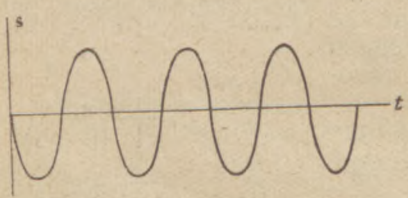
Zrozumiemy teraz, dlaczego wahadło odchylone w pewnej płaszczyźnie, a następnie potrącone *jakkolwiek*, zakreśla elipsę, jakeśmy to już pierwej powiedzieli.



Ryc. 30.

Ruchy, odbywające się w myśl wzoru (1), nazywają się wogóle ruchami wahadłowemi, a jeżeli okres T jest bardzo krótki — ruchami drgającemi prostemi. Spotykać się będziemy z takiemi drganiami wielokrotnie, zwłaszcza w nauce o głosie i o świetle. Podobnie jak w przypadku wahadła ruchy takie mogą się odbywać wtedy, gdy masa porusza się pod działaniem siły, ciągnącej ją wciąż do położenia równowagi, a wielkość tej siły wzrasta proporcjonalnie do odchylenia s. Tak np. kulka ołowiana S, osadzona na lekkim, sprężystym drucie W (ryc. 30), odchylona z położenia równowagi, drgać będzie podobnie jak wahadło.

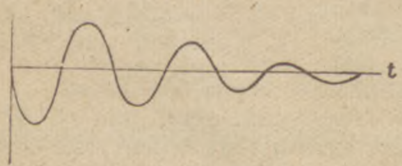
Wzór $\gamma = -\frac{4\pi^2}{T^2}s$ (por. § 27, wzór 3) stosuje się zawsze, do różnego rodzaju ruchów drgających. Na podstawie tego wzoru możemy obliczyć okres T, jeżeli znamy siłę, która ruch wywołuje. Ponieważ ta siła P jest proporcjonalna do odchylenia s, a działa przeciwnie aniżeli odchylenie, można napisać $P = -ks$, w czem k oznacza stały spółczynnik proporcjonalności; przyśpieszenie równe $-\frac{4\pi^2}{T^2}s$ można wyrazić również przez $-\frac{k}{m}s$. Przyrównując do siebie obydwa wyrażenia na przyśpieszenie, znajdujemy:



Ryc. 31.

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Graficznym obrazem ruchu drgającego, odbywającego się według równania (1) jest linja krzywa zwana *sinusoidą* (ryc. 31).



Ryc. 32.

Dotychczas zakładaliśmy, że na ciało drgające, prócz siły P, ciągnącej ciało do położenia równowagi, nie działają żadne inne siły. W rzeczywistości działają zawsze, w stopniu większym lub mniejszym, różne opory ruchu, tarcie, opór powietrza i t. p. Siły te, hamujące ruch, sprawiają, że drganie, raz wzbudzone, zanika z biegiem czasu. Graficznym obrazem takiego tłumionego drgania jest krzywa wyobrażona na ryc. 32.

ROZDZIAŁ II.

O powszechnem ciążeniu.

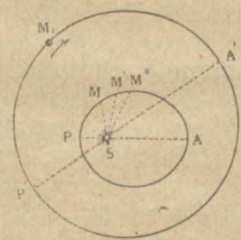
29. Ruch planet. Od niepamiętnych czasów dzielono ciała świecące na niebie, t. zw. ciała niebieskie, na gwiazdy stałe i planety. Pierwsze krążą napozór dookoła ziemi, wschodzą i zachodzą, ale zachowują stałe względem siebie położenia, tworząc tak zwane gwiazdozbiory czyli konstelacje, jak znany dobrze Wóz Dawidowy, Kwoczka, Orjon i t. p., od wieków prawie niezmienne. Planety natomiast czyli gwiazdy wędrowne, do których starożytni zaliczali, obok słońca i księżyca, pięć do gwiazd podobnych ciał (Merkurego, Wenerę, Marsa, Jowisza i Saturna), obok dziennego obrotu około ziemi, okazują wśród gwiazd stałych powolne przesunięcia. Ruchy te, niekiedy wielce zawiłe, w postaci kluczek i pętli, uważano w starożytności za rzeczywiste, odbywające się dookoła nieruchomej ziemi. Głośny astronom aleksandryjski, Ptolomeusz, obmyślił sztuczny system wzorów, mających służyć do ich przedstawienia i przepowiadania. Głębokiego przewrotu w tych wyobrażeniach dokonał Mikołaj Kopernik, który w wiekopomnem dziele swem „O obrotach ciał niebieskich“ (De revolutionibus orbium coelestium 1543) okazał, że z ruchów tych można zdać sprawę, i to nierównie prościej, aniżeli to uczynił Ptolomeusz, skoro się przyjmie, że słońce i gwiazdy stałe są nieruchome, że natomiast ziemia i planety krążą po linjach zamkniętych dookoła słońca. Linje te Kopernik uważał za koła. Patrząc na którąkolwiek planetę z poruszającej się ziemi, dostrzegamy ją oczywiście w różnych porach roku na tle różnych gwiazdozbiorów. Gdyby zatem planeta nie poruszała się nawet, jak np. słońce, patrzący z ziemi dostrzegłby pozorne jej przesuwanie się wśród gwiazdozbiorów. Byłoby to odbiciem ruchu samej ziemi. Obok tego jednakże planeta posiada ruch własny, który dodawać się będzie do poprzedniego. Przyjąwszy ruch ziemi za znany, można wtedy wywnioskować, jakim jest rzeczywisty ruch planety, a nawet wymierzyć rozmiary jej toru, rozumie się nie metrem albo łokciem, ale w porównaniu z rozmiarami toru ziemi. Jednocześnie spostrzeżenia

tego samego ciała niebieskiego z dwu różnych miejsc na kuli ziemskiej, której rozmiary są znane z bezpośredniego wymierzenia miarą metrową, pozwolą następnie wyrazić rozmiary torów planet w miarach używanych na ziemi.

Taką naogół drogą, opierając się na spostrzeżeniach położeń planet na pozornem sklepieniu niebieskiem w różnych porach roku, wykonanych w sposób bardzo ścisły przez astronoma Tycho de Brahe, Jan Kepler w roku 1609 doszedł do wniosku, że ruchy ziemi i pięciu znanych wówczas planet odbywają się w myśl następujących praw, znanych pod nazwą praw Keplera:

1) *Każda planeta krąży około słońca po elipsie, a słońce znajduje się w jednem z jej ognisk* (S, ryc. 33).

Najbliżej słońca krąży Merkury; dalej idą Wenus, Ziemia, Mars, Jowisz i Saturn. W zeszłem stuleciu odkryto nadto jeszcze dwie planety większe, Urana i Neptuna i mnóstwo drobnych, tak zwanych planetoid, krążących pomiędzy torami Marsa i Jowisza.



Ryc. 33.

2) Prędkość planet po właściwych im torach eliptycznych nie jest stała. Kepler wyraził jej zmienność, porównywając wielkości pól, zakreślonych w jednakowych czasach przez prostą *SM*, poprowadzoną ze słońca do planety, przez tak zwany promień wodzący:

Promień wodzący każdej planety zakreśla w równych czasach pola jednakowej wielkości ($MSM' = M'SM''$ = i t. d.). Z tego wynika, że prędkość planety jest największa w tak zwanym punkcie przysłonecznym *P* (perihelium), na końcu wielkiej osi elipsy, w punkcie najbliższym słońca; najmniejsza zaś — na drugim odległym końcu *A* tej osi, w t. zw. punkcie odsłonecznym (aphelium).

3) Czas jednego obiegu planety dookoła słońca czyli okres *T* jest tem większy, im większa jest jej od słońca odległość. Tak np. okres obiegu ziemi wynosi jeden rok, podczas kiedy okres Jowisza liczy prawie 12 lat. Średnią odległością *a* planety od słońca nazywa się połowę większej osi ($a = \frac{1}{2} PA$) elipsy; jest to średnia arytmetyczna odległości w perihelium *P* i aphelium *A*. Oznaczywszy przez a_1 i T_1 te same wielkości dla innej planety M_1, znajdziemy za Keplerem, że:

$$T^2 : T_1^2 = a^3 : a_1^3,$$ t. j. że

kwadraty okresów obiegu dwu planet są proporcjonalne do sześcianów ich średnich odległości od słońca.

30. Prawo powszechnego ciążenia. Zdobycze Kopernika i Keplera ograniczały się do ścisłego opisania ruchu planet, ale nie zajmują się wcale dynamicznem ich wyjaśnieniem. Każdy atoli ruch krzywodrożny, nawet gdyby był jednostajnym, wy-

maga w myśl znanych nam już zasad dynamiki działania siły. Owóż ostatni krok w teorji ruchu ciał niebieskich uczynił Newton, ustawiając zasady dynamiki ciał niebieskich.

Niepodobna wykładać tu rozumowania Newtona w całej jego ogólności. Przypuśćmy jednak dla uproszczenia, że tory planet, które istotnie bardzo nieznacznie od kół się różnią, są dokładnemi kołami, w których środku znajduje się słońce. Niechaj m i m_1 oznaczają masy dwu planet, a i a_1 promienie ich torów (średnie odległości od słońca, w tem założeniu niezmienne), nakoniec T i T_1 ich okresy obiegu. Według praw ruchu kolistego (ust. 25) na planety te muszą działać siły P i P_1:

$$P = \frac{4\pi^2 am}{T^2},\ P_1 = \frac{4\pi^2 a_1 m_1}{T_1^2},\ \text{czyli}\ P : P_1 = \frac{am}{T^2} : \frac{a_1 m_1}{T_1^2},$$

a że według trzeciego prawa Keplera $T^2 : T_1^2 = a^3 : a_1^3$, przeto:

$$P : P_1 = \frac{am}{a^3} : \frac{a_1 m_1}{a_1^3} = \frac{m}{a^2} : \frac{m_1}{a_1^2}.$$

Planety poruszają się zatem tak, jak gdyby słońce przyciągało je ku sobie siłami proporcjonalnemi do ich mas, odwrotnie proporcjonalnemi do kwadratów odległości. Przyciąganie to nie zależy więc od rodzaju, ale tylko od wielkości mas. W myśl trzeciej zasady dynamicznej atoli przyciąganiu temu musiałoby towarzyszyć równe, a przeciwnie skierowane przyciąganie słońca przez planetę. Przyjąwszy, że to przyciąganie jest powszechną własnością materji, zarówno planetarnej, jak ziemskiej i słonecznej, Newton zmuszony był przyjąć, że siła P jest zarazem proporcjonalna do masy słońca M. Rozważania te doprowadziły go do wygłoszenia słynnego prawa grawitacji czyli powszechnego ciążenia, które opiewa: *wszelkie dwa ciała przyciągają się wzajemnie wzdłuż łączącej je prostej siłą P proporcjonalną do ich mas M i m, odwrotnie proporcjonalną do kwadratu ich odległości r.* A więc:

$$P = C\frac{Mm}{r^2},$$

w czem C oznacza stały spółczynnik proporcjonalności, którego wartość możnaby raz na zawsze wyznaczyć przez zmierzenie przyciągania dwu jakichkolwiek mas.

Istotnie, w przypadku uważanych wyżej dwu planet mielibyśmy:

$$P = C\frac{Mm}{a^2},\ P_1 = C\frac{Mm_1}{a_1^2},$$

z czego wynika powyższa proporcja.

Założony przez nas przypadek kolistych ruchów planetarnych jest w przyrodzie możliwy, ale niezmiernie mało prawdopodobny. Ażeby planeta mogła krążyć po kole, musiałaby otrzymać prędkość początkową v ściśle prostopadłą do promienia wodzącego i spełniającą równanie $\frac{mv^2}{a} = C\frac{Mm}{a^2}$.

W ogólności ruch jej pod działaniem Newtonowego przyciągania, jak okazuje rachunek wyższy, odbywać się będzie po jednem z przecięć stożkowych: po elipsie, jeżeli prędkość początkowa nie przekracza pewnej wartości, albo po hiperboli, jeżeli prędkość ta jest tak znaczna, że pomimo przyciągającego działania słońca zdoła planetę unieść poza obręb jego przyciągania, a więc w odległość nieskończenie wielką. Istotnie, niektóre komety, wchodzące czasowo w skład układu słonecznego, poruszają się po hiperbolach.

W myśl prawa Newtona planety ulegają przyciąganiu nietylko ze strony słońca, ale tak samo ze strony wszystkich innych planet i ciał niebieskich. Przyciąganie słoneczne jest atoli ogromnie przeważające, z powodu olbrzymiej jego masy. Niemniej przeto istnieją i działają na każdą planetę przyciągania wszystkich innych planet, które sprawiają, że rzeczywiste ruchy planet zbaczają cokolwiek od prostych praw wygłoszonych przez Keplera. Zboczenia te, tak zwane *perturbacje*, pozwoliły nawet wykryć istnienie dwu nieznanych planet Urana i Neptuna, które, zapowiedziane rachunkiem, później dopiero zostały odkryte na niebie.

31. Ciężkość jako szczególny przypadek grawitacji. Po wykryciu tego tak zasadniczego prawa, rządzącego ruchami ciał niebieskich, nasuwało się przypuszczenie, że objawy ciężkości na ziemi dałyby się sprowadzić do praw ciążenia powszechnego. Celem sprawdzenia tego domysłu Newton zwrócił uwagę, że księżyc jest ciałem niebieskiem, które, krążąc około ziemi, tem samem ciągle na nią spada. Czas obiegu księżyca około ziemi wynosi $T = 27$ dni 7 godz. 43 min. 11·5 *sek.* = 2360591 *sek*, a tor jego, który można za kolisty uważać, ma promień r równy przybliżenie sześćdziesięciu promieniom ziemi, co wynosi $60 \times 637 \times 10^6$ *cm*. Na utrzymanie tego ruchu potrzebną jest (ust. 25) siła dośrodkowa o wielkości $\frac{4\pi^2 rm}{T^2} = \frac{39{\cdot}48 \times 60 \times 637 \times 10^6 m}{(2360591)^2} = 0{\cdot}27\, m$ dyn, w czem m oznacza masę księżyca. Gdyby księżyc leżał na ziemi czyli znajdował się w odległości jednego promienia ziemi od jej środka, ciężar jego wynosiłby 983 m; ponieważ jest on w odległości 60 razy większej, ciężar jego, w przypuszczeniu, że ciężkość jest objawem ciążenia powszechnego, wynosi tylko $\frac{983\ m}{60^2}$, co czyni istotnie 0·27 m dyn. Zgodność obu tych liczb sprawdza zatem przypuszczenie Newtona.

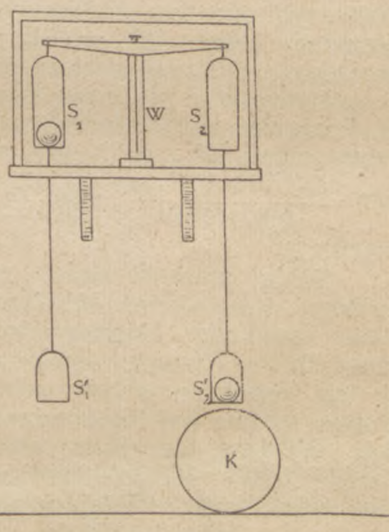
Ciężar więc jakiegokolwiek ciała należy uważać za wypadkową przyciągań między tem ciałem a wszystkiemi cząstkami ziemi. Jest rzeczą zrozumiałą i łatwo da się udowodnić ściśle zapomocą rachunku, że wypadkowa ta jest skierowana ku środkowi ziemi, uważanej za kulę, i że wielkość jej jest taka, jak gdyby cała masa ziemi była zebrana w jej środku. Podobnież dwie kule przyciągają się tak, jak gdyby ich masy były skupione w środkach.

Skutkiem powszechnego ciążenia jest także zjawisko przypływu i odpływu morza, wynikające z przyciągania, jakie księżyc i słońce wywierają na wody oceanu.

32. Pomiar grawitacji. Masa ziemi i słońca. W myśl prawa powszechnego ciążenia muszą istnieć siły przyciągające nietylko między ciałami niebieskiemi, ale także między dwiema jakiemikolwiek bryłami na ziemi. Z powodu małości mas siły te są nadzwyczaj małe i potrzeba subtelnych metod mierniczych, żeby je wykazać i zmierzyć.

Już Bouguer w r. 1740 przekonał się, że dwa piony (ciężarki zawieszone na nitkach) po obu stronach góry Chimborasso nie zawierały między sobą malutkiego tylko kąta, jakiby odpowiadał różnicy położeń obu tych miejsc na kuli ziemskiej, lecz kąt znacznie większy. Chyliły się zatem ku górze, co należy przypisać przyciąganiu masy zawieszonej przez wielką masę góry.

Pomiar grawitacji uskutecznił naprzód Cavendish w r. 1798 zapomocą bardzo czułej ważki sprężynowej. Można w tym celu użyć również zwyczajnej wagi. Jolly ustawił czułą wagę *W* (ryc. 34) na szczycie wieży. Obok zwyczajnej pary szalek S_1 S_2 waga posiadała jeszcze drugą parę S'_1 S'_2, zawieszonych poniżej na drutach, przyczepionych do szalek górnych. Na szalce S'_2 położono kulę szklaną, napełnioną rtęcią o masie 5009·45 *gr*. Ciężar tej masy zrównoważono ciężarem stosownym, położonym na górnej szalce S_1*). Tuż pod kulą S'_2 zbudowano następnie ze stosownie wyrobionych cegiełek wielką kulę ołowianą *K* o średnicy 1 metra, mającą masę 5775200 *gr*. (Działanie tej masy na szalkę górną można zaniedbać z powodu znacznej odległości.) Okazało się wówczas, że ciężar na S_1 nie wystarczał już do zrównoważenia ciężaru na S'_2, albowiem do przyciągania ziemi dołączyło się przyciąganie tej kuli ołowianej. Aby zrównoważyć wagę, należało dodać do szalki S_1 masę 0·6 *mgr;* znaczy to, że kula rtę-



Ryc. 34.

*) Masa leżąca na S_1 musi być nieco większa od masy, znajdującej się na S'_2, gdyż jest bardziej odległa niż ta ostatnia od środka ziemi. Zapomocą wagi Jolly'ego można okazać bezpośrednio zależność ciężaru ciała od jego wysokości nad ziemią.

W ogólności ruch jej pod działaniem Newtonowego przyciągania, jak okazuje rachunek wyższy, odbywać się będzie po jednem z przecięć stożkowych: po elipsie, jeżeli prędkość początkowa nie przekracza pewnej wartości, albo po hiperboli, jeżeli prędkość ta jest tak znaczna, że pomimo przyciągającego działania słońca zdoła planetę unieść poza obręb jego przyciągania, a więc w odległość nieskończenie wielką. Istotnie, niektóre komety, wchodzące czasowo w skład układu słonecznego, poruszają się po hiperbolach.

W myśl prawa Newtona planety ulegają przyciąganiu nietylko ze strony słońca, ale tak samo ze strony wszystkich innych planet i ciał niebieskich. Przyciąganie słoneczne jest atoli ogromnie przeważające, z powodu olbrzymiej jego masy. Niemniej przeto istnieją i działają na każdą planetę przyciągania wszystkich innych planet, które sprawiają, że rzeczywiste ruchy planet zbaczają cokolwiek od prostych praw wygłoszonych przez Keplera. Zboczenia te, tak zwane *perturbacje*, pozwoliły nawet wykryć istnienie dwu nieznanych planet Urana i Neptuna, które, zapowiedziane rachunkiem, później dopiero zostały odkryte na niebie.

31. Ciężkość jako szczególny przypadek grawitacji. Po wykryciu tego tak zasadniczego prawa, rządzącego ruchami ciał niebieskich, nasuwało się przypuszczenie, że objawy ciężkości na ziemi dałyby się sprowadzić do praw ciążenia powszechnego. Celem sprawdzenia tego domysłu Newton zwrócił uwagę, że księżyc jest ciałem niebieskiem, które, krążąc około ziemi, tem samem ciągle na nią spada. Czas obiegu księżyca około ziemi wynosi $T = 27$ dni 7 godz. 43 min. 11·5 *sek.* = 2360591 *sek*, a tor jego, który można za kolisty uważać, ma promień r równy przybliżenie sześćdziesięciu promieniom ziemi, co wynosi $60 \times 637 \times 10^6$ *cm*. Na utrzymanie tego ruchu potrzebną jest (ust. 25) siła dośrodkowa o wielkości $\frac{4\pi^2 rm}{T^2} = \frac{39{\cdot}48 \times 60 \times 637 \times 10^6 m}{(2360591)^2} = 0{\cdot}27\, m$ dyn, w czem m oznacza masę księżyca. Gdyby księżyc leżał na ziemi czyli znajdował się w odległości jednego promienia ziemi od jej środka, ciężar jego wynosiłby 983 m; ponieważ jest on w odległości 60 razy większej, ciężar jego, w przypuszczeniu, że ciężkość jest objawem ciążenia powszechnego, wynosi tylko $\frac{983\ m}{60^2}$, co czyni istotnie 0·27 m dyn. Zgodność obu tych liczb sprawdza zatem przypuszczenie Newtona.

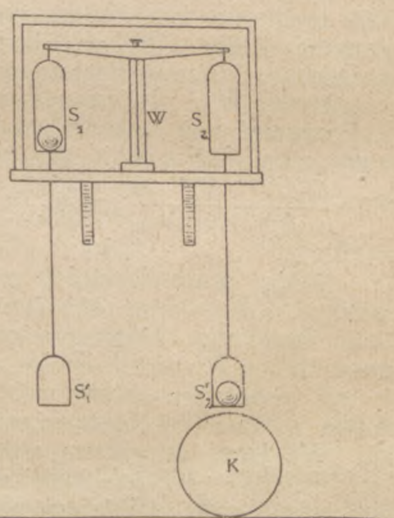
Ciężar więc jakiegokolwiek ciała należy uważać za wypadkową przyciągań między tem ciałem a wszystkiemi cząstkami ziemi. Jest rzeczą zrozumiałą i łatwo da się udowodnić ściśle zapomocą rachunku, że wypadkowa ta jest skierowana ku środkowi ziemi, uważanej za kulę, i że wielkość jej jest taka, jak gdyby cała masa ziemi była zebrana w jej środku. Podobnież dwie kule przyciągają się tak, jak gdyby ich masy były skupione w środkach.

Skutkiem powszechnego ciążenia jest także zjawisko przypływu i odpływu morza, wynikające z przyciągania, jakie księżyc i słońce wywierają na wody oceanu.

32. Pomiar grawitacji. Masa ziemi i słońca. W myśl prawa powszechnego ciążenia muszą istnieć siły przyciągające nietylko między ciałami niebieskiemi, ale także między dwiema jakiemikolwiek bryłami na ziemi. Z powodu małości mas siły te są nadzwyczaj małe i potrzeba subtelnych metod mierniczych, żeby je wykazać i zmierzyć.

Już Bouguer w r. 1740 przekonał się, że dwa piony (ciężarki zawieszone na nitkach) po obu stronach góry Chimborasso nie zawierały między sobą malutkiego tylko kąta, jakiby odpowiadał różnicy położeń obu tych miejsc na kuli ziemskiej, lecz kąt znacznie większy. Chyliły się zatem ku górze, co należy przypisać przyciąganiu masy zawieszonej przez wielką masę góry.

Pomiar grawitacji uskutecznił naprzód Cavendish w r. 1798 zapomocą bardzo czułej ważki sprężynowej. Można w tym celu użyć również zwyczajnej wagi. Jolly ustawił czułą wagę W (ryc. 34) na szczycie wieży. Obok zwyczajnej pary szalek S_1 S_2 waga posiadała jeszcze drugą parę S'_1 S'_2, zawieszonych poniżej na drutach, przyczepionych do szalek górnych. Na szalce S'_2 położono kulę szklaną, napełnioną rtęcią o masie 5009·45 *gr.* Ciężar tej masy zrównoważono ciężarem stosownym, położonym na górnej szalce S_1*).



Ryc. 34.

Tuż pod kulą S'_2 zbudowano następnie ze stosownie wyrobionych cegiełek wielką kulę ołowianą K o średnicy 1 metra, mającą masę 5775200 *gr.* (Działanie tej masy na szalkę górną można zaniedbać z powodu znacznej odległości.) Okazało się wówczas, że ciężar na S_1 nie wystarczał już do zrównoważenia ciężaru na S'_2, albowiem do przyciągania ziemi dołączyło się przyciąganie tej kuli ołowianej. Aby zrównoważyć wagę, należało dodać do szalki S_1 masę 0·6 *mgr;* znaczy to, że kula rtę-

*) Masa leżąca na S_1 musi być nieco większa od masy, znajdującej się na S'_2, gdyż jest bardziej odległa niż ta ostatnia od środka ziemi. Zapomocą wagi Jolly'ego można okazać bezpośrednio zależność ciężaru ciała od jego wysokości nad ziemią.

ciowa i ołowiana przyciągały się siłą $0\cdot0006\times981 = 0\cdot59$ dyn. Odległość środków obu kul wynosiła 58·86 *cm*.

Na podstawie tych danych można wyliczyć wartość stałej grawitacyjnej C; co więcej, pomiar tego rodzaju pozwala zarazem obliczyć masę kuli ziemskiej. Gdyby odległość kuli rtęciowej od kuli ołowianej wynosiła nie 58 *cm*, lecz 637×10^6 *cm*, t. j. gdyby była równa promieniowi ziemi, wtedy przyciąganie się ich wynosiłoby nie 0·6 *Mgr*, lecz według prawa Newtona: $\frac{0\cdot6\times58^2}{(637\times10^6)^2}=5\cdot12\times10^{-15}$ *Mgr*. Przyciąganie, które z takiej samej odległości kula ziemska wywiera na rtęciową, równa się 5009450 *Mgr*, t. j. ciężarowi kuli rtęciowej. Z tego wynika, że masa ziemi jest $5009450:5\cdot12\times10^{-15}=9\cdot78\times10^{20}$ razy większa od masy kuli ołowianej; waży zatem: $5775200\times9\cdot78\times10^{20}=5\cdot7\times10^{27}$ *gr*. czyli 6000 tryljonów ton. Kula z wody, tej samej co ziemia objętości, ważyłaby $1\cdot083\times10^{27}$ *gr*. Okazuje się tedy, że ziemia jest, średnio biorąc, 5·5 razy gęstsza od wody.

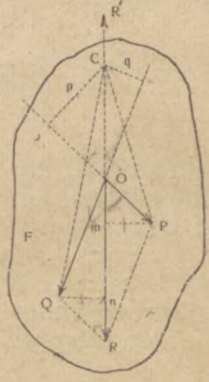
Łatwo stąd wyliczyć wartość liczbową stałej grawitacyjnej C. Ponieważ natężenie ciężkości, 983 dyn, jest siłą przyciągania masy ziemi $M_z = 5\cdot7 \times 10^{27}$ *gr* i masy jednego grama, przeto $983=\frac{C\times5\cdot7\times10^{27}\times1}{(637\times10^6)^2}$, skąd (w układzie c. g. s.) znajdziemy $C= =6\cdot6\times10^{-8}$.

Znając wartość stałej grawitacyjnej, możemy z łatwością obliczyć masę słońca M_s. Ziemia i słońce krążą, ściśle biorąc, około wspólnego nieruchomego środka ich mas. Ponieważ jednak masa słońca olbrzymio przewyższa masę ziemi, możemy przyjąć, że ten środek masy leży w środku słońca. Odległość ziemi od słońca wynosi według pomiarów astronomicznych $a=149\cdot5\times10^{11}$ *cm*. Wiedząc, że okres obiegu ziemi około słońca wynosi $T=365\cdot26$ dni $=365\cdot26\times86400$ *sek* i przyrównywując wyrażenie na siłę dośrodkową, działającą na ziemię, do przyciągania Newtona, otrzymamy $\frac{4\pi^2aM_z}{T^2}=\frac{CM_zM_s}{a^2}$, skąd $M_s=\frac{4\pi^2a^3}{CT^2}=2\times10^{33}$ *gr*. Masa słońca jest więc 322000 razy większa od masy ziemi.

ROZDZIAŁ III.

O równowadze i ruchu obrotowym brył.

33. Moment siły. Dwie jakiekolwiek siły P i Q (ryc. 35), działające na punkt materjalny albo na jeden punkt O bryły jakiejkolwiek, mogą być zawsze zastąpione jedną siłą wypadkową R, której wielkość i kierunek daje wykreślenie równoległoboku $POQR$ (ust. 22). Wykreślenie to można zastąpić równoważną mu, tak zwaną *regułą momentów*. Wykreślmy z dowolnego punktu C prostopadłą o długości p na linję działania siły P (w razie potrzeby stosownie przedłużoną). Iloczyn Pp nazywamy *momentem* siły P względem punktu C, zaś prostopadłą p — *ramieniem* momentu. Podobnież znajdziemy moment Qq siły Q względem tegoż punktu. *Jeżeli punkt C leży na linji działania wypadkowej R albo na jej przedłużeniu, wtedy momenty obu sił składowych P i Q będą równe, a zatem będzie* $Pp = Qq$. Widać to natychmiast, skoro się zważy, że Pp wyobraża podwójne pole trójkąta OPC, podobnież Qq — podwójne pole trójkąta OQC. Owóż trójkąty te mają istotnie pola równe, co wynika stąd, że OC można uważać za wspólną ich podstawę, zaś linje Pm i Qn, z powodu symetrji równoległoboku równe sobie, za ich wysokości. Moment siły np. P względem punktu C daje miarę zdolności obracania przez tę siłę bryły F około tego punktu albo około osi obrotu, przechodzącej przez punkt C prostopadle do płaszczyzny POC. Widocznem jest bowiem, że siła nie mogłaby tego obrotu wywołać, gdyby linja jej działania przechodziła przez punkt, czy przez oś C. Wtedy moment jej byłby zero, gdyż ramię p momentu miałoby długość równą zeru.



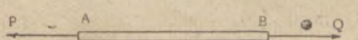
Ryc. 35.

Ponieważ obrót może się odbywać bądź w prawo, bądź w lewo, należy przeto zwracać uwagę na *kierunek* albo na znak momentu. W powyższym przypadku można powiedzieć, że momenty sił składowych P i Q względem punktu, leżącego na linji

siły wypadkowej R, znoszą się, gdyż są równne, *a mają kierunki przeciwne.* Istotnie, siła Q usiłuje w przypadku, przyjętym na rysunku, obracać bryłę w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara, siła P zaś w kierunku przeciwnym; działając jednocześnie, siły te nie byłyby zdolne wywołać obrotu około takiego punktu C, gdyż są równnoważne wypadkowej R, której linja działania przechodzi właśnie przez punkt C.

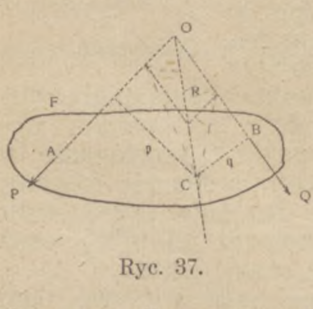
34. Zasada dźwigni. Ażeby bryłę F (ryc. 35), na której jeden punkt O działają siły P i Q, utrzymać mimo to w równowadze, wystarczy widocznie znieść czyli zrównoważyć ich wypadkową R, a więc przyłożyć w tymże punkcie O trzecią siłę R' równną wypadkowej R, a skierowaną przeciwnie. Siły takiej dostarczy nam cienka sztywna oś, przebita przez bryłę w punkcie O, osadzona końcami w stosownych, nieruchomo utwierdzonych łożyskach. Siły P i Q ciągnąć będą tę oś tak, jak gdyby ją ciągnęła jedna siła R; na mocy reakcji oddziaływa ona na bryłę i znosi tę siłę.

Do tego samego wyniku dojdziemy osadziwszy oś obrotu bryły nie w punkcie O, lecz w jakimkolwiek punkcie, np. C (ryc. 35), na linji działania wypadkowej R. Wynika to z następującej uwagi. Jeżeli np. jeden koniec pręta AB (ryc. 36) wyciągać będziemy podłużnie siłą P, a drugi równną jej, a przeciwnie skierowaną siłą Q, wtedy pręt pozostawać będzie w równowadze, pomimo, że siły te nie są przyłożone do jednego punktu. Dzieje się to w ten sposób, że pręt (zawsze mniej lub więcej sprężysty) wydłuża się i działając na podobieństwo sprężyny *przenosi* działanie siły P do punktu przyłożenia siły Q i naodwrót.



Ryc. 36.

Ilekroć tedy bryła (sztywna lub nie), poddana działaniu sił pozostaje w równowadze, wolno jest, bez naruszenia równowagi, przenieść punkt przyłożenia każdej siły do jakiegokolwiek innego punktu leżącego na jej linji działania. Niechaj tedy w jakichkolwiek dwu punktach A i B (ryc. 37) bryły F będą przyłożone siły P i Q, działające w jednej płaszczyźnie. Równowagę osiągniemy zawsze, przebijając przez bryłę oś, opartą w dostatecznie wytrzymałych łożyskach, prostopadłą do płaszczyzny działania tych sił, a przechodzącą przez jakikolwiek punkt C na linji działania wypadkowej R tych sił, przeniesionych do punktu przecięcia O ich linij działania. Wtedy, jak z poprzedniego wynika, momenty sił P i Q będą się równoważyły, zaś wypadkową ich R równoważy oddziaływanie osi i jej łożysk, które



Ryc. 37.

powinny być o tyle wytrzymałe, żeby nie zerwały się pod działaniem tej siły.

Naodwrót możemy twierdzić: *bryła obracalna około osi będzie w równowadze, jeżeli oś wytrzymuje działanie wypadkowej przyłożonych do niej sił, a momenty tych sił względem osi równoważą się wzajemnie: $Pp = Qq$,* albo $P : Q = q : p$. Można powiedzieć inaczej: siły będą równoważyły się wtedy, gdy usiłują obracać bryłę w kierunkach przeciwnych, a mają natężenia odwrotne względem ich ramion.

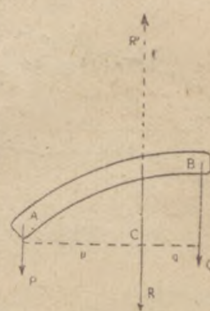
Twierdzenie to nazywa się zasadą dźwigni.

Zasadę dźwigni rozpoznał pierwszy Archimedes (287—212 przed Chr.). Zajmowali się nią później z różnych punktów widzenia najtężsi przed Newtonem fizycy, jak Leonardo da Vinci, Stevin, Galileusz i inni. Varignon w r. 1687 wykazał, że może ona być uważaną za uogólnienie zasady równoległoboku sił — punkt widzenia, któryśmy przyjęli w rozważaniach poprzednich. Na ryc. 38 widać dźwignię ACB, utworzoną z pręta zakrzywionego; jest ona w równowadze, jeżeli działające na nią siły P i Q spełniają warunek $Pp = Qq$. Ze względu, iż zapomocą dźwigni można wielką siłę zrównoważyć i pokonać siłą znacznie mniejszą, byleby ramiona dźwigni były odpowiednio dobrane, stanowi ona zasadę wielu narzędzi codziennego użytku, jak np. nożyczek, taczek, dziadka do orzechów i t. p.



Ryc. 38.

35. Składanie sił równoległych. Para sił. Wykreślenie równoległoboku, które doprowadziło nas do zasady momentów, zawodzi, jeżeli siły działające na bryłę (np. P i Q ryc. 39) są równoległe, gdyż wtedy punkt przecięcia się ich linij działania leży nieskończenie daleko. Nie zawodzi jednak równoważna temu wykreśleniu zasada momentów. I teraz jeszcze momenty Pp i Qq tych sił, względem jakiegokolwiek punktu C, leżącego na linji działania ich wypadkowej, muszą być równe i muszą sobie przeciwdziałać.

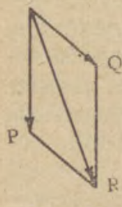


Ryc. 39.

Jeżeli wyobrazimy sobie, że linje działania sił P i Q zamiast być ściśle równoległemi zawierają między sobą kąt niezmiernie mały, dostrzeżemy, że wypadkowa ich R, znaleziona według przepisu (ust. 34) leżeć będzie w przeprowadzonej przez nie płaszczyźnie, a co do wielkości różnić się będzie niezmiernie mało od ich sumy $P + Q$ (o ile siły działają w tę samą stronę), jak to uzmysławia ryc. 40. Zatem też w przypadku ścisłej równoległości wypadkowa *leżeć będzie w płaszczyźnie działania sił i będzie równa ściśle ich sumie.* Z powodu równości momentów $Pp = Qq$ mamy nadto $p : q = Q : P$, t. j. *linja działania wypadkowej dzieli odstęp sił danych w stosunku odwrotnym ich wielkości.*

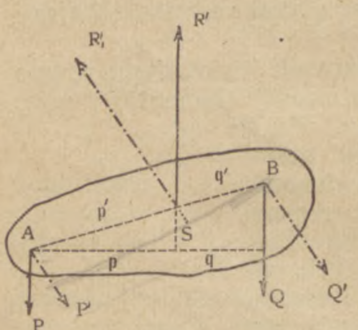
Zrównoważenie bryły, ciągnionej przez dwie siły równo-

ległe (ryc. 39), może tedy być uskutecznione zapomocą jednej jedynej siły R', równoważącej wypadkową R, np. przez osadzenie bryły na osi, albo uwiązanie na sznurze dowolnego punktu leżącego na linji działania wypadkowej. Może się zdarzyć, że bryła ugnie się pod działaniem tych sił, jak belka wyobrażona na ryc. 39. Rozumie się, że odległości p i q odnoszą się do belki ugiętej, gdy równowaga już się ustaliła. Często pomija się ten wpływ, przypuszczając, że bryły są niezginalne czyli sztywne, jak to przypuszczaliśmy milcząco w ustępie poprzednim.



Ryc. 40.

Przypuśćmy, że na taką właśnie sztywną bryłę (ryc. 41) działają w punktach A i B siły równoległe P i Q w tę samą stronę, zrównoważone siłą R'. Siła ta, dzieląc odstęp sił na dwa odcinki p i q, mające się odwrotnie jak wielkości sił, dzieli tem samem w punkcie S także linję AB, łączącą punkty ich przyłożenia, na dwa odcinki $p'q'$, które, jak widać z rysunku, mają się jak p do q, a więc także jak Q do P. Punkt ten S nazywa się *środkiem sił równoległych*. Ma on tę własność, że linja działania wypadkowej zawsze przezeń przechodzi, jakkolwiekbyśmy wykręcali siły P i Q, nie zmieniając ich punktów przyłożenia ani ich wielkości i wzajemnej równoległości. Widać to na rysunku, gdzie P' i Q' oznaczają zmienione linje działania sił, zaś R'_1 odpowiadającą im wówczas równoważącą. Rozumie się, że tak samo będzie, jeżeli siły nie zmienią kierunku, a bryła wykręci się jakkolwiek.



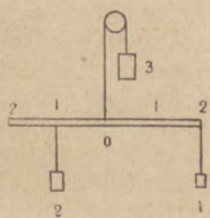
Ryc. 41.

Gdyby na bryłę działały trzy siły równoległe P_1, P_2, P_3, złożylibyśmy według powyższego przepisu naprzód P_1 i P_2, a następnie ich wypadkową R z siłą trzecią P_3. Doszlibyśmy w ten sposób do środka trzech sił równoległych, a podobnie do środka dowolnej ich liczby.

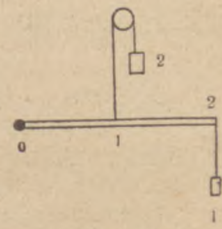
Z poprzedniego wypada odrazu reguła na zrównoważenie bryły, poddanej działaniu dwu sił, mających kierunki *wprost przeciwne*. Jeżeli siły P, Q i R' (ryc. 41) równoważą się wzajem, to tem samem układ przeciwnie skierowanych sił P i R' jest zrównoważony przez siłę Q. Z powodu $P + Q = R'$ mamy teraz $Q = R' - P$; siła równoważąca równa się tedy różnicy sił danych i działa w tę samą stronę co słabsza z nich, ale po stronie siły mocniejszej, nazewnątrz obszaru objętego siłami danemi. Z powodu proporcji $p : q = Q : P$ będzie $p + q : q = Q + P : P$; czyli (ze względu na $Q + P = R'$) $P(p + q) = qR'$, jak tego wy-

maga zasada momentów. Odległość działania siły równoważącej Q od większej z sił danych ma wartość $q = \frac{P}{R' - P} \times p$.

Twierdzenia powyższe o siłach równoległych można sprawdzić na dźwigniach dwuramiennej i jednoramiennej (ryc. 42 i 43, na których punkty O oznaczają osi obrotu). Siłami są napięcia równoległych nitek, ciągnionych przez zawieszone na nich ciężary.

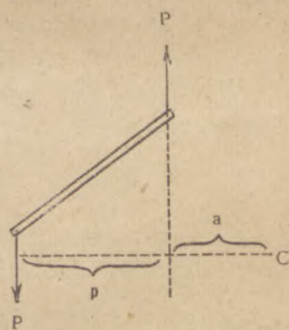


Ryc. 42.

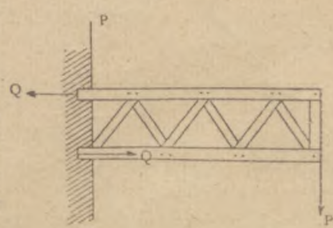


Ryc. 43.

Jeżeli w omawianym właśnie przypadku siła R' zbliża się do równości z siłą P, równoważąca je siła $Q = R' - P$ zbliża się do zera, a jej odległość q wzrasta do nieskończoności. Znaczy to, że *gdy dwie równoległe, a przeciwnie skierowane siły są ściśle sobie równe, wtedy zrównoważenie ich jedną siłą jest niemożliwe.* Układ takich dwu sił wywiera działanie wyłącznie obracające i nazywa się *parą sił.* Tak np. na oba bieguny magnesu pływającego w czółenku na wodzie (ryc. 44), odchylonego ze swego położenia równowagi (południka magnetycznego), magnetyzm ziemski wywiera równe, a przeciwnie skierowane siły P i P. One nie posuną czółenka naprzód, a zdołają je tylko obracać. Moment pary sił posiada względem każdego dowolnego punktu C tę samą wartość, równą iloczynowi z wielkości jednej z sił P przez najkrótszy ich odstęp p, jak to widać z rysunku, gdyż $P(p + a) - Pa = Pp$. Działanie zatem takiej pary może być zrównoważone tylko działaniem drugiej pary, mającej ten sam moment, a obracającej w przeciwną stronę. Objaśnia to przykład belki kratowej (ryc. 45) wmurowanej w ścianę, obciążonej na wolnym końcu ciężarem P. Pomijając ciężar samej belki, ściana oddziaływa przez reakcję siłami P, Q i Q, które razem z obciążeniem P tworzą dwie pary wzajemnie się równoważące.



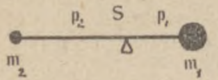
Ryc. 44.



Ryc. 45.

36. Środek ciężkości. Równowaga ciał ciężkich. Na ciężar wypadkowy każdego ciała składają się ciężary wszystkich jego części. Jeżeli bryła jest niewielka w stosunku do rozmiarów ziemi, ciężary

tych części stanowią siły równoległe, skierowane pionowo nadół. Jak już wiemy, siły tego rodzaju można zawsze zrównoważyć jedną jedyną równoważącą, przyłożoną w środku tych sił, który w tym przypadku nazywa się *środkiem ciężkości ciała.*

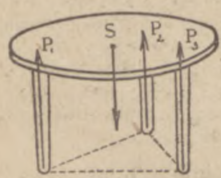


Ryc. 46.

Tak np. jeżeli bryła składa się z dwu kul o nierównych ciężarach m_1 m_2 (ryc. 46), połączonych bardzo cienkim drążkiem, wtedy środek ciężkości dzieli ich odstęp na dwie części p_1 i p_2 w stosunku odwrotnym ciężarów, a zatem i mas. Zajmuje on stałe w tej bryle położenie, jakkolwiek drążek byłby pochylony. Jest to ten sam punkt, który w ust. 23 nazwaliśmy środkiem masy.

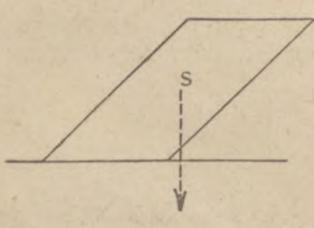
Środek ciężkości w każdej bryle jest więc tym punktem, względem którego momenty ciężarów wszystkich jej części równoważą się wzajemnie. Wypadkowa zaś tych wszystkich ciężarów, równa ich sumie, zwana krótko ciężarem bryły, przechodzi przez środek ciężkości i musi być zrównoważona siłą równą wypadkowemu ciężarowi, a skierowaną pionowo do góry.

Można to uskutecznić dwojakim sposobem, przez *podparcie* albo przez *zawieszenie* bryły. Jeżeli np. umieścimy bryłę na trójnogu (ryc. 47), wtedy oddziaływanie podstawy wytworzy zawsze trzy siły P_1 P_2 i P_3, których wypadkowa będzie równa ciężarowi ciała. Ażeby jednakże nietylko wypadkowy ciężar, ale i moment jego względem każdego punktu podparcia był zrównoważony, potrzeba, żeby pion przeprowadzony przez środek ciężkości przechodził przez pole, wytyczone przez punkty podparcia. W przeciwnym razie moment ten wywróciłby bryłę, jak to widać na ryc. 48*).

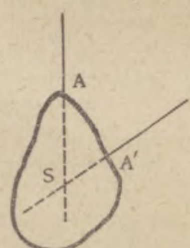


Ryc. 47.

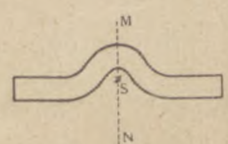
Powiadamy znowu, że bryła jest zawieszona, jeżeli jest jakkolwiek utwierdzona w punkcie leżącym powyżej środka ciężkości, jak na ryc. 49, na jednym z nim pionie. Tym ostatnim sposobem położenie środka ciężkości można wynaleźć doświad-



Ryc. 48.



Ryc. 49.



Ryc. 50.

czalnie, zawieszając bryłę raz w punkcie A, drugi raz w innym punkcia A'.

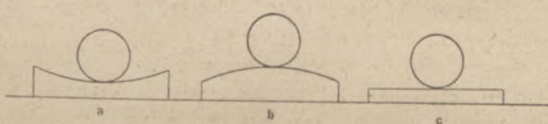
W bryłach, mających płaszczyznę symetrji MN (ryc. 50) środek cięż-

*) Podparcie bryły zupełnie sztywnej w więcej niż trzech punktach jest praktycznie niemożliwe, gdyż trzy punkty wytyczają już płaszczyznę. Stoły, krzesła i t. p. ustalają się na czterech nogach tylko dzięki poddawaniu się drzewa, albowiem nogi nie będą nigdy matematycznie równe.

kości leżeć musi koniecznie w tej płaszczyźnie (byle i masy były rozmieszczone symetrycznie względem tejże płaszczyzny), w tej bowiem tylko płaszczyźnie można wynaleźć taki punkt, względem którego momenty ciężarów wszystkich części równoważą się wzajemnie.

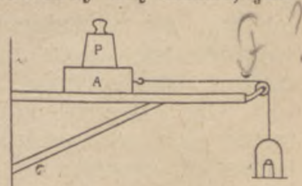
Bryła, mająca dwie płaszczyzny symetrji (np. walec jednolity o przecięciu eliptycznem), posiada tem samem oś symetrji, będącą przecięciem się tych płaszczyzn. Środek ciężkości leży wtedy na osi symetrji; nakoniec jeżeli bryła jednolita posiada środek symetrji (kula, elipsoida, prostopadłościan i t. p.), musi on być zarazem środkiem ciężkości.

Rodzaje równowagi. Równowaga bryły zawieszonej powyżej środka ciężkości nazywa się *równowagą stałą*. Znaczy to, że przy jakiemkolwiek małem odchyleniu z położenia równowagi ciężkość sprowadzi ją napowrót do tego położenia. Przykład takiej równowagi daje wahadło. Również ciało podparte w odpowiedni sposób może się znajdować w stałej równowadze, jak np. kula spoczywająca we wklęsłej donicy (ryc. 51 a). Taż sama kula, leżąca na podstawie wypukłej (ryc. 51 b), posiada równowagę *niestałą*, albo, lepiej mówiąc, znajdowałaby się w „położeniu" równowagi niestałej; znaczy to, że przy dowolnem, chociażby najmniejszem odchyleniu ciężkość zmusiłaby ją do trwałego opuszczenia tego położenia i wybrania innego trwałego położenia równowagi. Wreszcie kula, leżąca na poziomej płaskiej podstawie (ryc. 51 c), znajduje się w równowadze *obojętnej*; odchylona bowiem z tego położenia nie posiada dążności ani do powrotu do poprzedniego ani do oddalenia się do nowego położenia równowagi. Obojętnem jest każde położenie równowagi, sąsiadujące na wszystkie strony z innemi takiemiż położeniami.



Ryc. 51 a. Ryc. 51 b. Ryc. 51 c.

37. O tarciu. Oceniając warunki równowagi brył, czy to pod działaniem ciężkości, czy jakich innych sił, powinniśmy się liczyć z bardzo ważnym czynnikiem, jaki stanowi *tarcie*. Gdyby go nie było, ciężar położony na desce zsuwałby się nadół, jakkolwiek mało deska byłaby do poziomu pochyloną; chodzenie po stokach gór byłoby niemożliwe; ciało, leżące na poziomej desce (ryc. 52), poruszałoby się pod działaniem nawet najmniejszej siły i t. p. Tymczasem, jak uczy doświadczenie, poruszy się ono dopiero wtedy, gdy siła ciągnąca przekroczy pewną wartość, np. jeżeli na szalce umieścilibyśmy dostatecznie wielki ciężarek. Podobnie wiemy, że jeżeli ciało spoczywające na poziomej podłodze potrącimy, ruch jego mimo bezwładności ustanie rychło. Z tych przykładów wynika, że podczas ruchu jednego ciała po drugiem powstają siły, przeciwdziałające ruchowi. Siły te nazywamy *tarciem*. Ruch ciała na podstawie możnaby przyrównać do ruchu wozu po nierównej kamienistej drodze; nieuniknione przy najstaranniejszem nawet wygładzeniu nierówności powierzchni, które podczas ruchu muszą być starte, albo stosownie odkształcone, udzielają ciału po-



Ryc. 52.

ruszającemu się, może nawet słabych, ale zato częstych wstrząśnień, hamujących ten ruch. Żeby więc ciało albo w ruch wprowadzić, albo też ruch jego utrzymać, siła zewnętrzna musi pokonać tarcie. Gdy siła zewnętrzna właśnie równa się tarciu, będzie możliwy ruch jednostajny (ust. 11).

Przyrządem podobnym do ryc. 52 można sprawdzić następujące prawa: wartość tarcia F jest proporcjonalna do siły P, która przyciska ciało A do podstawy, bez względu na to, czy tą siłą jest ciężar ciała, czy jaka inna siła zewnętrzna. Szafę napełnioną książkami trudniej jest przesunąć aniżeli pustą, nie dlatego, że cięższa, lecz dlatego, że silniej jest przyciskana do podłogi. Stosunek $f = \frac{F}{P}$, tarcia F do siły prostopadłej P, nazywa się spółczynnikiem tarcia; wartość jego zależy od rodzaju powierzchni, zarówno ciała ślizgającego się, jak i podstawy, od tego, czy są czyste, czy smarowane tłuszczem, mydłem i t. d. Zatem będzie $F = f.P$. 2) Tarcie nie zależy od wielkości powierzchni ślizgającej się. Siła F, zmierzona przyrządem takim jak na ryc. 52, nie zmieni się, jeżeli klocek A, zamiast na szerokiej, postawimy na węższej podstawie, nie zmieniając obciążenia. Jeżeli przez to powierzchnia ślizgająca się stanie się n. p. o połowę mniejszą, to jednak każdy jej centymetr kwadratowy będzie przyciskany dwa razy silniej, przeto (według 1) tarcie całkowite będzie takie same, jak poprzednio. Przesuwanie szafy stojącej na czterech nogach nie byłoby zatem trudniejsze, gdyby nogi obcięto. 3) Tarcie nie zmienia się wiele, gdy prędkość ruchu się zmienia; przy wielkich atoli prędkościach jest ono nieco mniejsze, niż przy małych. Siła jednak potrzebna do wprowadzenia w ruch ciała spoczywającego jest pospolicie większa od siły, wystarczającej do utrzymania go w ruchu. Rozróżniamy wskutek tego tarcie statyczne od tarcia kinetycznego, działającego w czasie ruchu.

Dla różnych par ciał znaleziono następujące spółczynniki tarcia (jako stosunek dwu sił, spółczynnik tarcia nie zależy od jednostek miary):

drzewo po drzewie na sucho	—f statyczne = 0·6	f kinet. = 0·5
żelazo po żelazie (lekko nasmarowane)	„ 0·16	„ 0·15
żelazo po lodzie	„ 0·03	„ 0·02

Tarcie można znacznie zmniejszyć, jeżeli powierzchnie trące powleczemy płynnym albo wpółpłynnym smarem, np. oliwą, mazią, mydłem i t. p. Wtedy nie mamy już do czynienia z tarciem dwu ciał stałych, ale raczej z wewnętrznem tarciem czyli lepkością cieczy. Znakomite zmniejszenie tarcia można uzyskać przez zastąpienie ślizgania się toczeniem się; przykładem koła u wozów, u lokomotywy, wałki podkładane pod ciężary i t. p.

Przykłady: 1) Ciało o masie 5000 *gr*, ślizgające się na podstawie poziomej pod działaniem siły 1300 *Gr*, przebywa drogę $s=400$ *cm* w przeciągu czasu $t=3$ *sek*. Określić wielkość tarcia i jego spółczynnik.

Odp. Przyśpieszenie ruchu $\gamma = \frac{2s}{t^2} = 88{\cdot}89 \frac{cm}{sek^2}$. Siła wypadkowa poruszająca masę, której wartość w układzie ciężarowym wynosi $\frac{5000}{981} = 5{\cdot}097$, równa się sile zewnętrznej 1300 *Gr*, pomniejszonej o wielkość tarcia; stąd:

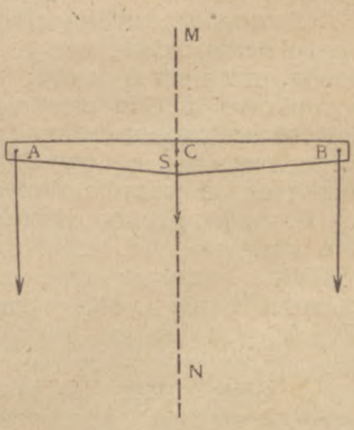
$$F = 1300 - 5{\cdot}097 \times 88{\cdot}89 = 847\ Gr.\ \text{Zaś}\ f = \frac{847}{5000} = 0{\cdot}17.$$

2) Ciało jest umieszczone na równi pochyłej. Określić pochylenie α płaszczyzny do poziomu, przy którem ciało zacznie się zsuwać. *Odp*. $\alpha = arctg\ f$. Jeżeli bowiem ciężar ciała oznaczymy przez P, natenczas składowa ciężaru, usiłująca poruszyć ciało na płaszczyźnie, wynosi $P sin\ \alpha$, siła zaś, przyciskająca je prostopadle do płaszczyzny, równa się $P cos\ \alpha$. Ruch będzie możliwy, gdy pierwsza z nich $P sin\ \alpha$ dorównywa co najmniej tarciu $F = f\ P cos\ \alpha$, skąd $tg \alpha = f$. Obliczony stąd kąt α nazywa się kątem tarcia.

Istnienie tarcia statycznego zmienia poniekąd wygłoszone w poprzednim ustępie warunki równowagi. Tak np. bryła zawieszona na okrągłej osi mogłaby pozostać w równowadze nawet w położeniu cokolwiek odchylonem od pionowego, gdyby obrót osi był przez tarcie utrudniony. O ile chodzi o zastosowanie powyższych praw, staramy się tarcie możliwie zmniejszyć.

38. O wadze. Do najcenniejszych zastosowań dźwigni należy *waga* czyli przyrząd, zapomocą którego można porównywać ciężary różnych ciał. Ponieważ z ust. 17 wiemy, że ciężary ciał są proporcjonalne do ich mas, wnioskujemy z równości ciężarów dwu ciał, że masy ich są równe. Waga służy tedy także do porównywania mas.

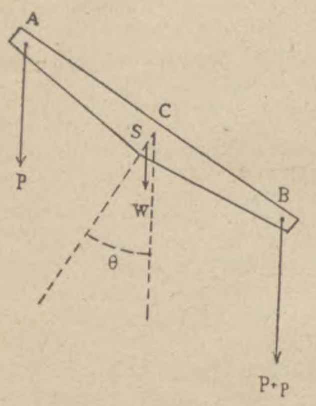
Zasadniczą częścią wagi jest dźwignia równoramienna AB (ryc. 53), zwana belką wagi. Postać jej może być jakakolwiek, powinna jednakże być symetryczną względem płaszczyzny MN, przechodzącej przez oś obrotu C; jeżeli materjał jej jest jednolity, jak być powinno, wtedy środek ciężkości S belki znajduje się również w płaszczyźnie MN; ażeby równowaga belki była stałą, musi on znajdować się poniżej osi obrotu C. Na końcach belki, również symetrycznie względem płaszczyzny MN, pomieszczone są dwie osi boczne A i B, równoległe do osi obrotu C, na których zawiesza się szalki, przeznaczone do przyjmowania mających się porównywać ciężarów. Belka nie obciążona zajmuje w równowadze położenie, które nazwiemy poziomem; ono nie ulegnie zmianie, jeżeli na osiach bocznych zawiesimy szalki jednakowo ciężkie; nie zmieni się



Ryc. 53.

też, jeżeli na szalkach pomieścimy jednakowo ciężkie ciała. Naodwrót, jeżeli po obciążeniu szalek belka zajmuje położenie poziome, wnosimy stąd, że ciężary obciążeń są jednakowe.

Gdy na szalkach położymy ciężary niejednakowe, np. na prawej masę o p *mgr* większą, niż na lewej, belka odchyli się o kąt θ z położenia poziomego, tem większy, im większa jest różnica p obciążeń. W nowem położeniu równowagi (ryc. 54) moment ciężaru $P+p$, działającego z prawej strony względem osi C, będzie zrównoważony momentem ciężaru P z lewej, łącznie z momentem, jaki daje ciężar W samejże belki. Ten ostatni moment dopomaga zawsze momentowi ciężaru szalki mniej obciążonej do zrównoważenia momentu ciężaru szalki cięższej. Moment ten będzie tem mniejszy, a więc tem mniejszą różnicę p obciążeń zdoła on zrównoważyć przy danym kącie odchylenia θ, im lżejszą będzie sama belka i im krótszy będzie odstęp SC środka ciężkości belki od osi obrotu. Im dokładniej te warunki są spełnione, tem *czulszą* będzie waga, to znaczy, tem większy będzie kąt θ, jaki sprawia określona przewaga, np. $p = 1$ *mgr*, jednej szalki. Przedewszystkiem jednak zależy na tem, żeby waga była *rzetelną*, t. zn., żeby przy równych, a jakichkolwiek obciążeniach szalek zajmowała to samo położenie, jak przy szalkach pustych. Będzie ona rzetelną, o ile spełnione będą istotnie przytoczone na początku warunki. Aby sprawdzić, czy jest istotnie rzetelną, sprawdzimy naprzód równość ciężarów szalek, przemieniając je. Równość ramion zaś — przez podwójne zważenie tego samego ciała, kładąc je raz na prawej, drugi raz na lewej szalce.



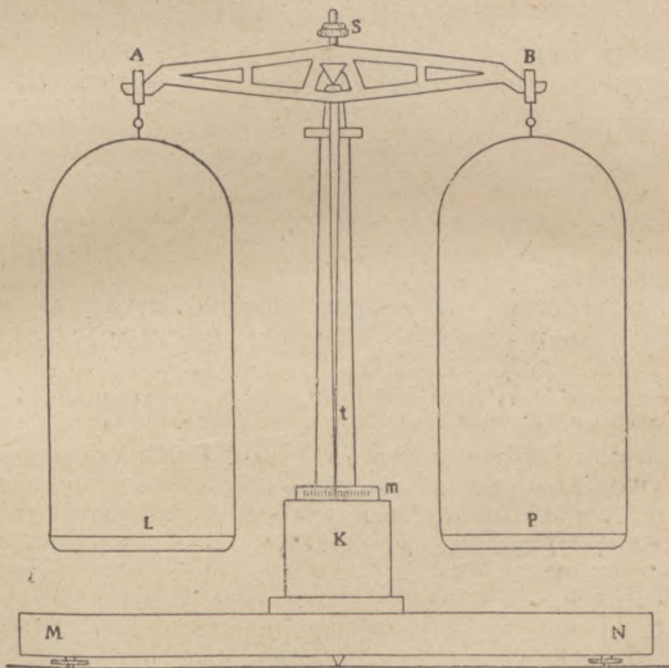
Ryc. 54.

Szczegóły budowy dokładnej i czułej, tak zwanej analitycznej wagi, widać na ryc. 55. Belka *AB*, wykrojona z grubej blachy, ma postać kraty; taka bowiem postać zapewnia przy stosunkowo małym ciężarze wielką jej sztywność. Osią obrotu jest ostrze trójgraniastego pryzmatu z twardej stali, opierające się na twardych stalowych lub agatowych podstawkach, umieszczonych na szczycie słupa *K*. Podobnie urządzone są osi boczne *A* i *B*, mają jednak ostrza pryzmatów zwrócone do góry; na nich zawiesza się szalki *L* i *P* za pośrednictwem strzemion. Dokładne rozpoznawanie położenia belki ułatwia wskazówka *t*, złączona trwale z belką i podziałka *m*, przytwierdzona do słupa. Czułość wagi można regulować w pewnych granicach zapomocą śruby *S*; wykręcenie jej do góry podnosi bowiem część masy, a tem samem zbliża środek ciężkości do osi obrotu. Cały przyrząd stoi na podstawce, opartej na śrubach *M* i *N*, zapomocą których słup *K* ustawia się pionowo.

Do wagi należy zbiór mas o znanych wartościach, t. zw. garnitur ciężarków, które powinny być tak dobrane, żeby można z nich składać wszelkie dowolne ciężary. Tak n. p. do ważeń, nie przekraczających 100 *Gr*, potrzebne są następujące ciężarki:

50, 20, 10, 5, 2, 1 i 1 gramów; 5, 2, 1 i 1 decygramów; 5, 2, 1, 1 centygramów. Do oznaczania ilości miligramów używa się t. zw. konika; jest to kawałek złotego albo platynowego drutu, ważącego 10 *Mgr*. Zawieszony na samej belce, np. w odległości $\frac{3}{10}$ ramienia od osi środkowej, znaczy on tyle, co 3 *Mgr* położone na szalce.

Waga jest jednym z najdokładniejszych przyrządów mierniczych. Zapomocą dobrej wagi można odważyć 1 *kg*, nie popełniając błędu większego, jak 0·01 *mgr*; dokładność taka oznacza się stosunkiem $\frac{0{\cdot}01}{1\,000\,000} = \frac{1}{100\,000\,000}$.



Ryc. 55.

Osiągnięcie takiej dokładności wymaga jednak zachowania licznych ostrożności. Tak np. nie polegając na tem, że waga jest ściśle równoramienną, należy ważyć podwójnie, raz na prawej, drugi raz na lewej szalce i z uzyskanych wyników wziąć średnią. Należy również przestrzegać, żeby waga nie była nierównomiernie ogrzaną np. przez sąsiedztwo pieca, okna i t. p.

39. **Gęstość i ciężar właściwy.** Zapomocą wagi można określić jedną z najbardziej znamiennych cech różnych rodzajów materji, mianowicie gęstość. Ważąc np. bryłki jednakowej objętości, dajmy na to po 1 cm^3, rozmaitych ciał, znaleźlibyśmy

w zwykłych warunkach następujące wyniki: 1 cm^3 platyny posiada masę 21·5 *gr*, 1 *cm* żelaza 7·8 *gr* i t. p. Stąd widać, że jednakowe objętości różnych ciał posiadają niejednakowe masy. Stosunek masy M do objętości V, w założeniu, że ciało jest jednolite, nazywamy *gęstością*. Gęstość będziemy oznaczać przez d. Mamy zatem:

$$d = \frac{M}{V} \ldots\ldots 1)$$

Mierząc M w gramach, zaś V w cm^3, otrzymujemy gęstość w $\frac{gr}{cm^3}$. Gęstość platyny równa się 21·5 $\frac{gr}{cm^3}$, żelaza 7·8 i t. p.

Ciało o masie M posiada ciężar $Q = Mg$. Stosunek ciężaru Q do objętości V nazywamy *ciężarem właściwym*. Oznaczmy ciężar właściwy przez δ. Jest zatem:

$$\delta = \frac{Q}{V} \ldots\ldots 2)$$

Wstawiając w powyższym wzorze $Q = Mg$ otrzymujemy: $\delta = dg$. Ciężar właściwy równa się iloczynowi gęstości przez przyśpieszenie ziemskie.

W układzie ciężarowym miar ciężar Q wyraża się w Gramach (por. ustęp 18). Jednostką ciężaru właściwego jest w tym układzie $\frac{Gr}{cm^3}$.

Ponieważ wartość liczbowa ciężaru wyrażonego w Gramach równa się wartości liczbowej masy wyrażonej w gramach, wynika stąd, że wartość ciężaru właściwego w układzie ciężarowym równa się wartości liczbowej gęstości w układzie *c. g. s.* Np. ciężar właściwy platyny jest 21·5 $\frac{Gr}{cm^3}$, żelaza 7·8 $\frac{Gr}{cm^3}$ i t. p.

Prostym przyrządem do mierzenia ciężarów właściwych jest t. zw. *piknometr*. Jest to flaszeczka szklana, zamykająca się szczelnie szlifowaną zatyczką szklaną. Ile gramów waży mieszcząca się w niej woda, tyle cm^3 wynosi jej pojemność. Rozporządzając taką wycechowaną dokładnie miarką, wyznaczymy z łatwością ciężary właściwe różnych cieczy.

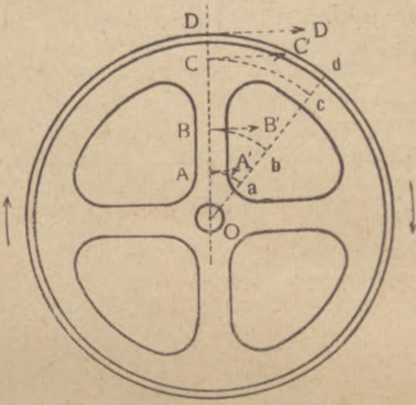
40. Prędkość kątowa i przyśpieszenie kątowe. Różne punkty należące do bryły obracającej się około osi, np. punkty A, B, C, D koła wirującego (ryc. 56), poruszają się z różnemi prędkościami. Ponieważ wszystkie dokonywują jednego obiegu w tym samym czasie, przeto zakreślają łuki Aa, Bb, Cc, tem większe, im większa jest ich odległość od osi. Stąd wynika, że prędkości ich AA', BB', CC', DD' mają się jak długości odpowiednich łuków, a więc jak odległości punktów od osi obrotu.

Przypuśćmy, że bryła zakreśla kąt Θ w czasie t. Punkt, znajdujący się w odległości r od osi, np. punkt A, zakreśla w tym czasie łuk s, proporcjonalny do t. Łuk ten określa równanie:

$$s = \Theta r \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 1)$$

Prędkość v punktu A jest to stosunek łuku s do czasu t. A zatem: $v = \frac{s}{t} = \frac{\Theta}{t} r$. Oznaczmy stosunek kąta Θ do czasu t przez $\tilde{\omega}$. Mamy zatem:

$$v = \tilde{\omega} r \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 2)$$



Ryc. 56.

Wielkość $\tilde{\omega}$, która sama jedna wystarcza do określenia prędkości wszystkich punktów bryły, nazywa się *prędkością kątową*, a to z tej przyczyny, że mierzy się ona kątem obrotu bryły zakreślonym w sekundzie. Ponieważ kąt jako stosunek łuku do promienia koła jest liczbą czystą, nie posiadającą wymiarów, zatem wymiar prędkości kątowej jest odwrotnością czasu, zaś jej jednostką jest $\frac{1}{sek}$.

Jeżeli obrót bryły jest jednostajny, wtedy prędkość kątowa jest stała. Tak np. kula ziemska obraca się jednostajnie raz dokoła (kąt obrotu 2π) w czasie 86164 *sek*, jej prędkość kątowa jest więc $\frac{2\pi}{86164} \frac{1}{sek}$. Można też prędkość kątową wyrazić przez liczbę obrotów n w sekundzie, jak to czynią mechanicy; jest widocznie $\tilde{\omega} = 2\pi n$.

W przypadku, gdy prędkość kątowa zmienia się w czasie, mamy do czynienia z *obrotem przyśpieszonym*. W takim obrocie prędkość punktów należących do bryły jest zmienna, punkty posiadają przyśpieszenie w kierunku stycznym do kół, po których się poruszają. Oznaczmy prędkość kątową bryły w czasie t przez $\tilde{\omega}$, zaś w czasie t' przez $\tilde{\omega}'$. Tym prędkościom kątowym odpowiadają następujące prędkości punktu A: $v = \tilde{\omega} r$, $v' = \tilde{\omega}' r$. Zmiana prędkości jest równa $(\omega' - \omega) r$. Stosunek zmiany prędkości do czasu $t' - t$, w którym ona nastąpiła, jest średniem przyśpieszeniem punktu A, w kierunku stycznym do koła o promieniu r. Oznaczywszy przyśpieszenie przez γ mamy:

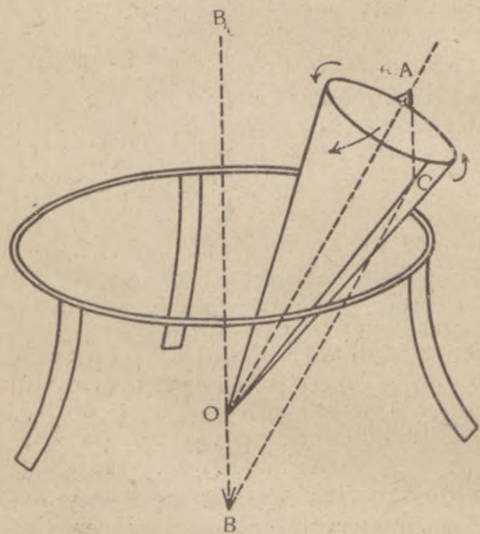
$$\gamma = \frac{\omega' - \omega}{t' - t} r.$$

Stosunek $\frac{\omega' - \omega}{t' - t}$ nazywa się średniem przyśpieszeniem kątowem bryły. Oznaczywszy przyśpieszenie kątowe przez φ otrzymujemy:

$$\gamma = \varphi r \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 3).$$

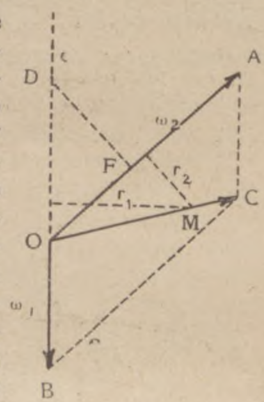
W przypadku, gdy przyrost prędkości kątowej w jednostce czasu jest stały, mamy do czynienia z *obrotem jednostajnie przyśpieszonym.*

41. Składanie i rozkładanie prędkości kątowych. Bryła może wykonywać jednocześnie dwa ruchy obrotowe około dwu różnych osi; przykładem stożek (ryc. 57), wsparty wierzchołkiem swym o ziemię, a toczący się po poziomej kolistej barjerze. Tocząc się, obraca się jednocześnie — wskutek tarcia o barjerę — około własnej osi *OA*. Widocznem jest, że zmianę położenia, jakiej on doznaje w przeciągu jakiegokolwiek czasu, można wyobrazić sobie jako złożoną z obrotu około osi pionowej *BB*, przeprowadzonej przez wierzchołek, który to obrót przenosi go w całości na nowe miejsce i z drugiego obrotu około własnej osi *OA*. Zarazem jest rzeczą oczywistą, że prędkości, jakiemi ożywione są w jakiejkolwiek chwili wszystkie jego cząstki, są takie właśnie, jakieby wynikły z jednego jedynego obrotu około krawędzi *OC*, w której on dotyka się w danej chwili barjery; cząstki leżące na tej krawędzi są bowiem w uważanej chwili nieruchome, stanowią przeto *chwilową* oś obrotu. W ten sposób wspomniane pierwej dwa obroty około *OB* i *OA* są równoważne jednemu około *OC*. Należy jeszcze zwrócić uwagę, że tamte dwa obroty przedstawiałyby się (w omawianym przykładzie) oku, znajdującemu się w *O* i patrzącemu na bryłę, w kierunkach przeciwnych: około *OA* w prawo, około *OB* w lewo. Dlatego zaznaczamy drugą z tych osi odcinkiem *OB* wskazującym nadół, żeby strzałka umieszczona na osi zaznaczała zawsze obrót w prawo.



Ryc. 57.

Rozważmy to ogólniej. Wykreślmy z punktu O (ryc. 58) osi obu obrotów składowych, uwzględniając kierunek obrotu, jak wyżej zaznaczono; odetnijmy na tych osiach, licząc od O, odcinki $OB = \tilde{\omega}_1$, $AO = \tilde{\omega}_2$, przedstawiające długością swą prędkości kątowe odpowiednich obrotów. Jakakolwiek cząstka M bryły, oddalona o r_1, względnie o r_2, od tych osi, mieć będzie w uważanej chwili prędkości linijne, prostopadłe do płaszczyzny AOB, wynoszące (ust. 40): $\tilde{\omega}_1 r_1$ od pierwszego, $\tilde{\omega}_2 r_2$ od drugiego obrotu. Prędkości te, jak widać, oblicza się zupełnie tak samo, jakby obliczano momenty sił względem punktu M, gdyby odcinki AO i OB wyrażały dwie siły działające w O. Otóż wiadomo (ust. 33), że momenty takie znoszą się, jeżeli się wybierze punkt M na przekątnej równoległoboku, mającego siły OA i OB za boki. W naszym przypadku znosić się będą prędkości linijne: wszystkie cząstki bryły, leżące na przekątnej OC, będą chwilowo w spoczynku, linja ta przedstawia zatem oś wypadkowego obrotu. Że odcinek OC wyobraża zarazem swą długością prędkość kątową tego obrotu wypadkowego, to wynika z następującej uwagi. Prędkość linijna dowolnego punktu D, leżącego *na jednej z osi*, np. na OB, może pochodzić *jedynie* od obrotu około drugiej osi OA; ona wynosi $\tilde{\omega}_2 \times DF$, t. j. mierzy się podwójnem polem trójkąta OAD. Otóż trójkąt ten ma pole takie samo jak trójkąt OCD (bo $AC \parallel DB$), co oznacza, że prędkość tego punktu w ruchu wypadkowym wyraża się iloczynem odcinka OC przez prostopadłą (nie narysowaną) z D na OC. OC przedstawia tedy prędkość kątową wypadkowego obrotu, gdyż oczywiście obrót wypadkowy udzielać musi wszystkim cząstkom bryły (a więc i D) takich prędkości, jak oba obroty działające razem.

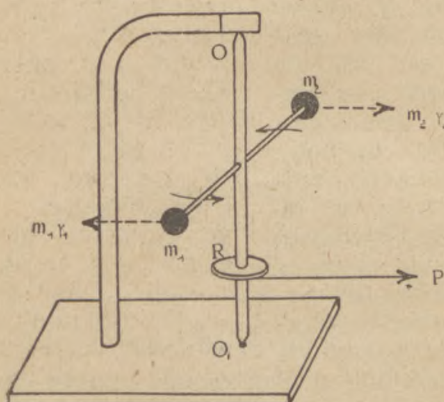


Ryc. 58.

Prędkości kątowe kilku jednoczesnych obrotów składają się zatem tak samo, jak prędkości, siły i t. p. zapomocą konstrukcji równoległoboku. Tak samo też rozkładają się. Tak np. obrót dzienny pozornej kuli niebieskiej odbywa się około przedłużonej osi ziemskiej, trafiającej niebo blisko t. zw. gwiazdy biegunowej, osi, pochylonej do poziomu pod kątem, który oznaczymy przez φ. Obrót ten, odbywający się z prędkością kątową $\tilde{\omega}$ (równą prędkości obrotu ziemi, którego jest odbiciem), można rozłożyć na obrót $\tilde{\omega}$ *sin* φ około pionu i $\tilde{\omega}$ *cos* φ około osi poziomej, wskazującej na południe. Pierwsza z tych składowych obwodzi gwiazdy dokoła horyzontu, druga sprawia ich wznoszenie się i opadanie.

Na biegunie północnym (*cos* $\varphi = o$) drugiej nie byłoby wcale; gwiazdy krążyłyby po kołach poziomych.

42. Działanie momentu niezrównoważonego. Wiemy, iż w przypadku ruchu postępowego każda masa przeciwstawia przy zmianie swej prędkości reakcję bezwładną (patrz ust. 12) poruszającej ją sile; podobnież reakcja taka występuje przy obrocie przyśpieszonym. Wtedy ma ona kierunek styczny do koła, po którem masa krąży, przeto objawia się jako moment względem osi obrotu. Przypuśćmy np., że jedna albo, jak na ryc. 59, dwie masy m_1 i m_2 są osadzone na lekkim pręcie, który można obracać około osi OO_1, ciągnąc siłą P za sznurek, nawinięty na krążku o promieniu R, złączonym z osią. *Obrót będzie wtedy przyśpieszony i jednostajnie przyśpieszony, o ile siła P będzie stałą.* Uczujemy wtedy, że masy te stawiają wszelkim zmianom prędkości obrotu opór tem większy, im naglej tych zmian dokonywać będziemy, im większe będą masy i im większe ich odległości od osi. Istotnie jeżeli przyśpieszenie kątowe obrotu wynosi φ, odległości zaś mas m_1 i m_2 od osi są r_1 i r_2, wtedy ich przyśpieszenia w kierunku stycznym będą $\gamma_1 = \varphi\, r_1$ i $\gamma_2 = \varphi r_2$. Przyśpieszeniom tym odpowiadają reakcje bezwładne $m_1 . \varphi r_1$ i $m_2 . \varphi r_2$. Ażeby takie przyśpieszenia wywołać, muszą na masy działać siły $P_1 = m_1\gamma_1$ i $P_2 = m_2\gamma_2$, których istotnie dostarcza nacisk pręta na masy. Owóż według zasady dźwigni te dwie siły można zastąpić jedną, napięciem P sznurka nawiniętego na krążku, byle moment jego $M = PR$ był równoważny momentowi tych sił $P_1r_1 + P_2r_2$, czyli byle było:



Ryc. 59.

$$M = m . \varphi r_1 . r_1 + m_2 . \varphi r_2 . r_2 = \varphi\,(m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2).$$

Stąd wynika:

$$\varphi = \frac{M}{m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2}.$$

43. Moment bezwładności. Oczywistą jest rzeczą, że gdyby obracająca się bryła składała się nie z dwu ale z dowolnej liczby punktów materjalnych, o masach m_1, m_2, m_3...., znajdujących się w odległościach r_1, r_2, r_3.... od osi, mielibyśmy podobnie jak wyżej:

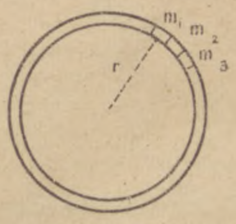
$$\varphi = \frac{M}{m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 + m_3 r_3^2 + \ldots}.$$

Sumę iloczynów z mas punktów materjalnych, z których bryłę wyobrażamy sobie złożoną, przez kwadraty ich odległości od osi obrotu: $m_1r_1^2+m_2r_2^2+m_3r_3^2+\ldots=B$, *nazywamy jej momentem bezwładności względem danej osi obrotu.* Porównywując równanie powyższe, które napiszemy krótko: $\varphi=\frac{M}{B}$, z równaniem, określającem przyśpieszenie w ruchu postępowym, a mianowicie z równaniem $\gamma=\frac{P}{m}$, widzimy, że moment bezwładności określa przyśpieszenie kątowe φ podobnie, jak masa przyśpieszenie zwykłe γ, zaś moment siły zewnętrznej ma przy obrocie takie znaczenie, jak siła sama w przypadku ruchu postępowego.

Moment bezwładności zależy nietylko od wielkości masy ale i od jej rozmieszczenia względem osi. I tak, gdybyśmy w przyrządzie przedstawionym na ryc. 59, nie zmieniając wcale mas, odsunęli je dalej od osi obrotu, okazałoby się, że ta sama siła zewnętrzna sprawiałaby obrót powolniej przyśpieszony, odpowiednio do zwiększonego przez to momentu bezwładnosci.

Gdyby zewnętrznego, niezrównoważonego momentu nie było wcale, a więc gdyby $M=o$, wtedy byłoby $\varphi=o$, t. j. obrót, o ileby został raz poczęty, odbywałby się jednostajnie. W rzeczywistości obroty takie zawsze zczasem ustąpią z powodu nieuniknionego tarcia osi w łożyskach i oporu powietrza; działania takie, wytwarzając momenty zewnętrzne M, skierowane przeciw obrotowi, wywołują ujemne przyśpieszenie kątowe, a więc zwalnianie ruchu. Im większy moment bezwładności, tem wolniej ruch ustawać będzie. Z tego powodu np. koła rozpędowe machin mają wielkie rozmiary, a masa ich zebrana jest głównie na obwodzie. Kula ziemska, obracając się w przestrzeni próżnej, a więc bez tarcia, jest jedynym może przykładem, gdzie przynajmniej z wielkiem przybliżeniem jest $\varphi=o$.

W niektórych przypadkach, jeżeli rozmieszczenie cząstek m_1, m_2 i t. d. jest znane, można wartość momentu bezwładności $B=m_1r_1^2+m_2r_2^2\ldots$ znaleźć rachunkiem. Tak np. jeżeli bryła jest bardzo cienką obręczą o promieniu r (ryc. 60), wtedy podzielimy w myśli jej obwód na króciutkie odcinki o masach m_1, $m_2\ldots$ Jeżeli chodzi o moment bezwładności względem osi przechodzącej przez środek, a prostopadłej do płaszczyzny obręczy, wtedy, ponieważ wszystkie cząstki znajdują się w tej samej odległości równej r od osi, będzie: $B=m_1r_1^2+m_2r_2^2+\ldots=r^2(m_1+m_2+\ldots)=r^2m$, gdzie m oznacza całkowitą masę obręczy.



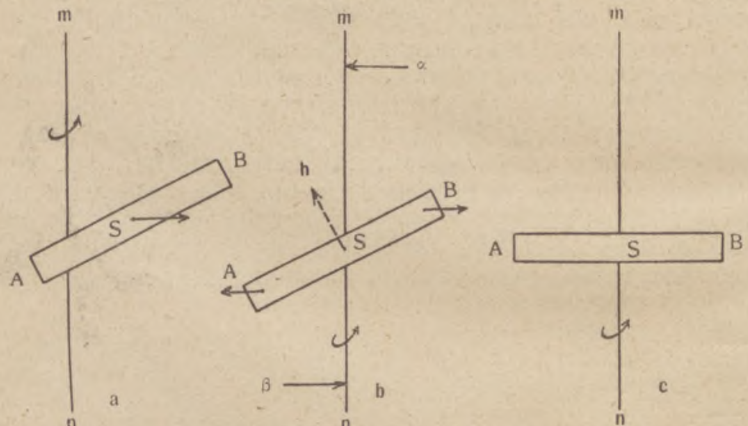
Ryc. 60.

Zawsze jednak można poradzić sobie doświadczalnie. Gdyby np. chodziło o wyznaczenie B dla bryły w przyrządzie przedstawionym na ryc. 59, wprowadzilibyśmy ją w obrót jednostajnie przyśpieszony działaniem dowolnego stałego momentu M. Zmierzywszy przyśpieszenie φ, którego wartość wynosi $\frac{M}{B}$, nałóżmy na bryłę, np. opisaną wyżej obręcz, której moment

bezwładności b znaleźliśmy rachunkiem Całkowitym oment bezwładności będzie teraz $B+b$. Wywoławszy ponownie obrót tym samym co pierwej momentem M, znajdziemy mniejsze przyśpieszenie $\varphi' = \frac{M}{B+b}$. Stąd: $\varphi : \varphi' = B+b : B$, zaczem $B = \frac{\varphi'}{\varphi - \varphi'} . b$.

44. Swobodne i nieswobodne, stałe i niestałe osi obrotu. Na każdą cząstkę obracającej się bryły działają siły odśrodkowe, usiłujące rozerwać związek, łączący tę cząstkę z bryłą. Wskutek reakcji sprężystej bryła równoważy to działanie, dostarczając przez to koniecznej do utrzymania ruchu obrotowego dośrodkowej siły. Jeżeli prędkość obrotu jest wielka, a wytrzymałość bryły ograniczona, działania odśrodkowe mogą rozerwać bryłę na części, jak to się rzeczywiście dzieje np. przy szybkim obrocie kuli glinianej.

Siły odśrodkowe wywierają też działanie na oś obrotu, jak to widać na przykładzie przedstawionym na ryc. 61 a. Walec AB, wirujący szybko około osi mn, będzie usiłował wskutek siły odśrodkowej wyrwać oś z łożysk; nie możnaby w tym przypadku oswobodzić osi z łożysk, lecz przeciwnie potrzeba dać



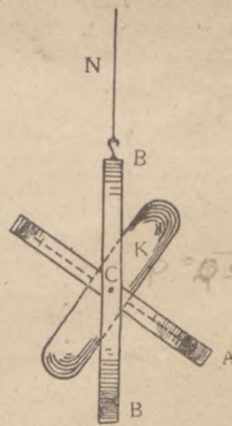
Ryc. 61.

tym ostatnim silną budowę. Położywszy oś obrotu przez środek masy S, jak to pokazuje ryc. 61 b, usuniemy dążność walca do wyrwania osi z łożysk, jednakowoż pozostaną jeszcze siły odśrodkowe, działające na obie jego połowy, które składając się na parę sił, starają się ustawić oś walca prostopadle do osi obrotu i sprawiają znowu ciśnienie na łożyska. I w tym przypadku nie możnaby uwolnić osi z łożysk, bez zmiany ruchu walca. Gdy jednak oś obrotu ma zarazem, jak wskazuje ryc. 61 c, kierunek prostopadły od osi walca, wtenczas i to drugie

działanie znika. Gdybyśmy oś oswobodzili przez odjęcie łożysk, obrót odbywałby się mimo to dalej, około tej samej osi.

Swobodną zatem jest oś obrotu, przechodząca przez środek masy bryły, a mająca tę właściwość, że siły odśrodkowe, działające podczas obrotu na wszystkie części bryły, równoważą się wzajemnie. Jest rzeczą widoczną, że w bryłach jednolitych obrotowych (toczonych) oś geometryczna jest zawsze osią swobodną. Jeżeli nadto moment bezwładności względem osi swobodnej jest większy aniżeli względem innych osi, wtedy bryła, wirująca szybko około takiej osi, nietylko, że zachowuje kierunek obrotu, ale nawet stawia wydatny opór działaniom, dążącym do jej zwichnięcia (jest to rzeczywiście objaw bezwładności). Dobrze znanym tego przykładem jest ciężki, np. ołowiany bąk (fryga), w którym stałość obrotu jest tak znaczna, że można go biczem smagać, a nie przewróci się.

Niezmienność swobodnej, a stałej osi obrotu można okazać zapomocą *girostatu Foucaulta*, przedstawionego na ryc. 62. Ciężki krążek metalowy *K*, na obwodzie zgrubiony, osadzony jest na stalowej osi, której końce mają łożyska na obwodzie pierścienia *AA*; ten pierścień jest znowu obracalny około drugiej osi *C*, wspartej na obwodzie drugiego pierścienia *BB*, który znowu zawieszony jest na nitce *N*. Oś krążka *K* może więc poruszać się swobodnie na wszystkie strony. Skoro się wprowadzi krążek *K* w szybki ruch obrotowy, natenczas traci on swobodną ruchliwość, a oś jego zatrzymuje uporczywie pierwotny kierunek. Zapomocą podobnego przyrządu wykazał Foucault naocznie dzienny ruch obrotowy ziemi około osi. Oś krążka obracającego się posiada bowiem stałe położenie w przestrzeni, a zatem w miarę obrotu ziemi zmienia położenie względem tejże.



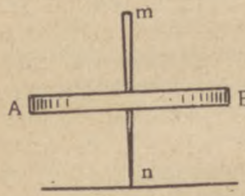
Ryc. 62.

Oś obrotu ziemi, która jest bryłą prawie obrotową, spłaszczoną nieco przy biegunach, jest osią obrotu swobodną i stałą, dlatego kierunek jej jest zawsze ten sam — pomijając nader powolne zmiany, o których niżej będzie mowa.

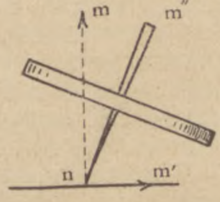
Dążność do zachowania obrotu około swobodnej osi nadaje często znamię stałości równowagi urządzeniom, które bez obrotu znajdowałyby się w równowadze niestałej. Przykładem jazda na bicyklu, który nie wywraca się, mimo wysokiego położenia środka ciężkości, dzięki szybkiemu wirowaniu kół. W ostatnich czasach zaczęto stosować wielkie, wirujące girostaty na statkach i okrętach w celu zmniejszenia ich kołysania się. Podobne urządzenie umożliwia też jazdę na projektowanej obecnie kolei jednoszynowej. Tę samą zasadę zastosowano też z powodzeniem do konstrukcji kompasów żeglarskich i lotniczych wskazujących drogę okrętom, na miejsce zwyczajnych kompasów magnetycznych.

45. Ruchy precesyjne. W przypadku, gdy na bryłę obracającą się, a zresztą swobodną, działa moment siły, usiłującej obrócić ją około osi innej aniżeli ta, około której ona w pewnej chwili się obraca, wtenczas zmienia się położenie osi w sposób zupełnie nieoczekiwany, następuje jej ruch, zwany precesyjnym.

Wyobraźmy sobie np., że przez płaski krążek *AB* (ryc. 63) przebito kolec *mn* i że, stojąc na tym kolcu, krążek wiruje szybko w prawo, dla oka umieszczonego w *n*. Jeżeli narzucimy na kolec pętelkę, którą będziemy lekko ciągnąć w kierunku poziomym ku przodowi (na rysunku — przed papier), wtedy oś krążka nie pochyli się, jakby można sądzić, naprzód, lecz wymknie się na prawo (ryc. 64). Nie wdając się w zawiłe uzasadnienie tego zjawiska, nadmienimy, że moment siły wywartej przez pętelkę usiłuje wywołać obrót około osi poziomej *nm'*. Otóż prędkość kątowa *nm'*, złożona z pierwotną *nm*, daje istotnie obrót około osi pochylonej w prawo *nm"*. W każdym podobnym przypadku oś wirującej bryły usiłuje zbliżyć się, najkrótszą drogą, do tej osi, około której staramy się wywołać obrót.



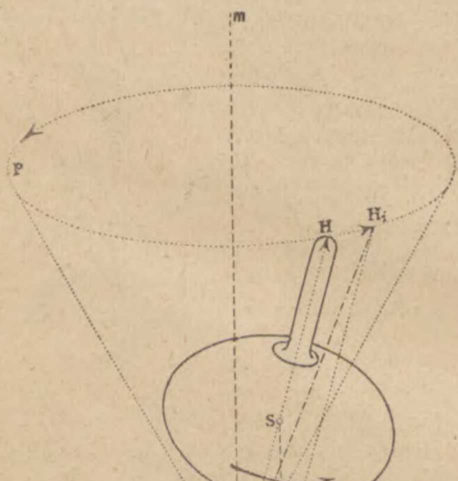
Ryc. 63.



Ryc. 64.

Jak widać precesja osi następuje w kierunku prostopadłym do kierunku działania siły.

Ruch precesyjny nieustanny można łatwo zauważyć przy obrocie bąka (frygi), ryc. 65, jeżeli jego oś jest nieco względem pionu pochylona. Ciężar bąka *P*, usiłując go przewrócić, dąży do obracania go około osi poziomej *On*, prostopadłej do płaszczyzny *SOP*. Obrót ten, dodając się do obrotu około osi *OH*, sprawi, że za chwilę obracanie odbywać się będzie koło innej już osi OH_1. Ponieważ to samo działanie trwa i w tem nowem położeniu osi, przeto górny jej koniec krążyć będzie zwolna po kole HH_1F. Dolny koniec osi pozostaje ciągle w spo-

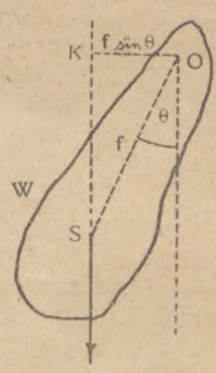


Ryc. 65.

czynku; cała oś zakreśla więc około pionu *Om* powierzchnię stożkową.

Podobny do tego ruch precesyjny okazuje również oś kuli ziemskiej, która jest względem płaszczyzny ekliptyki pochylona pod kątem 66°33'. Nie będzie ona zatem wskazywała zawsze, jak obecnie, ku gwiaździe biegunowej, gdyż zakreśla zwolna, około linji prostopadłej do ekliptyki, w przeciągu 25868 lat, powierzchnię stożkową. Zjawisko to tłumaczy się tem, że ziemia nie posiada postaci dokładnie kulistej, lecz jest nieco spłaszczoną na biegunach. Możemy tedy wyobrazić sobie, że ziemia składa się z kuli o średnicy równej osi biegunowej i z pierścienia, nałożonego na nią w pasie równikowym. Słońce przyciąga najbliższą sobie część tego pierścienia silniej, aniżeli najdalszą, leżącą po przeciwnej stronie. Z tej różnicy przyciągań wynika moment, usiłujący ustawić oś ziemi prostopadle do płaszczyzny ekliptyki; wskutek ruchu obrotowego ziemi około osi, działanie tego momentu sprawia ciągłą zmianę kierunku osi, podobnie, jak na ryc. 65.

46. Wahadło złożone. W ust. 27 wyłożyliśmy teorję ruchu wahadła prostego, składającego się z jednej cząstki materjalnej, zawieszonej na nieskończenie cienkiej nici. Jest to oczywiście pomysł li tylko teoretyczny, wrzeczywistości niewykonalny. Rzeczywiste wahadło jest to bryła sztywna *W* (ryc. 66), o masie *m*, zawieszona na poziomej osi obrotu, przechodzącej przez punkt *O*, powyżej środka ciężkości *S*. Można ją uważać jako zbiorowisko niezliczonych, związanych z sobą wahadeł prostych; nazywa się dlatego *wahadłem złożonem*. Jeżeli odchylimy ją o kąt Θ z położenia równowagi, t. j. z położenia, w którem środek ciężkości *S* znajduje się pionowo pod osią, wtenczas, wskutek ciężaru bryły, powstaje moment sił *M*, obracający ją około osi *O*. Moment ten kieruje bryłę zawsze ku położeniu równowagi; wskutek tego, puszczona swobodnie, odbywać będzie wahania około tego położenia, podobnie jak wahadło proste.



Ryc. 66.

Wahania te, jeżeli są małe, są izochroniczne; ażeby tego dowieść, a równocześnie żeby obliczyć okres wahań wahadła, zważmy, że moment obrotu względem osi *O*, wynikający z ciężaru, równa się iloczynowi ciężaru *mg* całej bryły przez ramię *OK*, a więc $= mgf \sin \Theta$, w czem *f* oznacza odległość środka ciężkości *S* od osi obrotu. Jeżeli odchylenie jest tak małe, że można zamiast $\sin \Theta$ wziąć wartość samegoż kąta Θ, wtedy wartość momentu wynosić będzie $M = mgf \,.\, \Theta$; moment jest wtedy proporcjonalny do odchylenia z położenia równowagi.

Wiemy z ustępu 43, że między ruchem postępowym, a ruchem obrotowym istnieje ścisła analogja, że mianowicie wielkościom drogi s, przyśpieszenia γ, siły P, masy m, w ruchu postępowym, odpowiadają w ruchu obrotowym wielkości następujące: kąt obrotu Θ, przyśpieszenie kątowe φ, moment siły M i moment bezwładności B. Znajomość tej własności wahadła prostego, że siła P, sprawiająca jego ruch, jest proporcjonalna do jego odległości s od położenia równowagi, doprowadziła nas w ust. 27 do wzoru na okres wahań, mianowicie

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}.$$

Podobnież dla wahań wahadła złożonego, obracającego się pod wpływem momentu proporcjonalnego do kąta odchylenia, możemy na podstawie powyższej analogji napisać odrazu:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{B}{mgf}}.$$

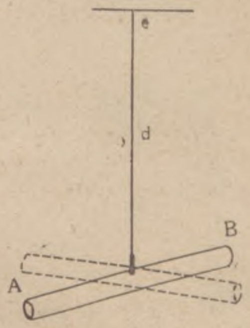
Wyrażenie mgf nazywa się *momentem kierującym wahadła.* Jest to wielkość, przez którą należy pomnożyć kąt odchylenia Θ z położenia równowagi, żeby otrzymać wartość momentu M siły sprawiającej obrót Oznaczywszy moment kierujący dla krótkości przez D, możemy napisać $T = 2\pi\sqrt{\frac{B}{D}}$; widać stąd, że *okres wahań wahadła złożonego jest wprost proporcjonalny do pierwiastka z momentu bezwładności, zaś odwrotnie proporcjonalny do pierwiastka z momentu kierującego.* Im większy jest moment kierujący, tem sztywniej wahadło trzyma się położenia równowagi; potrącone, tem szybciej drga.

Naodwrót, jeżeli zmierzymy okres wahań jakiegokolwiek wahadła złożonego, którego moment bezwładności zdołaliśmy obliczyć albo zmierzyć i w którem położenie środka ciężkości S zostało określone, wtedy można z pomocą ostatniego wzoru obliczyć g, t. j. natężenie siły ciężkości.

Ciała stałe mogą poruszać się na podobieństwo wahadła nietylko pod wpływem ciężkości, lecz również pod działaniem wielu innych sił. Jeżeli np. na cienkim stalowym drucie d, utwierdzonym u górnego końca, zawiesimy pręt masywny AB (patrz ryc. 67), to mieć on będzie pewne położenie równowagi, w którem nie działa nań żadna siła od drutu pochodząca. Jeżeli jednak pręt wykręcimy z tego położenia równowagi o pewien kąt, drut, starając się odkręcić, działać będzie na pręt mocą swej sprężystości pewnym momentem, obracającym go koło osi pionowej ku położeniu równowagi. Powstaną wtedy wahania pręta koło tego położenia zupełnie podobne do wahań bryły pod wpływem siły ciężkości.

Podobnież magnes, zawieszony na nitce albo wsparty na ostrym kolcu (igła magnesowa), ma określone położenie równowagi, w południku magnetycznym. Odchylony od niego wykonywa wahania na podobieństwo wahadła.

Wahadłem nazwiemy zatem każde ciało, obracalne około stałej osi, posiadające położenie stałej równowagi, a poddane działaniu takich sił zewnętrznych, że moment, zwracający je po odchyleniu ku położeniu równowagi, jest proporcjonalny względem wartości odchylenia.



Ryc. 67.

Zarówno siły sprężyste, działające na pręt w przypadku przedstawionym na ryc. 67, jak też siły magnetyczne, działające na igłę magnesową, mają tę własność, że moment ich jest tem większy, im większe odchylenie.

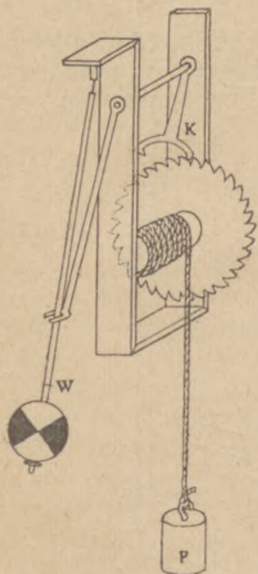
Teorja wahadła, poruszającego się pod wpływem siły ciężkości, obejmuje wszystkie inne wahadła, gdyż wartość okresu wahań zależy tylko od momentu bezwładności i od momentu kierującego, bez względu na to, czy ten moment pochodzi od ciężaru, czy od innych sił, np. od sprężystości lub magnetyzmu. Wzór $T = 2\pi \sqrt{\frac{B}{D}}$ stosuje się do tych wszystkich przypadków. Oczywistą jest rzeczą, że w każdem wahadle moment kierujący D jest inny i zależy od natury sił, na wahadło działających.

Zapomocą wahadeł tego rodzaju możemy mierzyć nietylko natężenie ciężkości, lecz także natężenie sił sprężystych, magnetycznych i t. p.

47. Zegar. Doskonała prawidłowość i ścisła perjodyczność wahań wahadła czyni je wybornem narzędziem do odmierzania czasu. Stąd w zegarach wahadło jest główną częścią mechanizmu, ono bowiem odmierza równe odstępy czasu. Inne części składowe spełniają następujące zadania: 1) Ruch wahadła spotyka rozmaite opory (tarcie osi o łożysko, opory powietrza i t. p.), które sprawiają, że wahania zanikają stopniowo, a wahadło rychłoby się uspokoiło: z tego powodu z wahadłem połączony jest mechanizm, poruszany zwykle ciężarami albo sprężyną, który je popędza, udzielając mu za każdem wahnieniem lekkiego impulsu, celem wyrównania straty ruchu, poniesionej wskutek działania oporów. 2) Liczba wahnień dokonanych przez wahadło musi być przez mechanizm zegara automatycznie zliczona i wskazana na odpowiednich podziałkach.

Ryc. 68 objaśnia schematycznie urządzenie mechanizmu zegarowego. Ciężar P wprowadza w obrót szereg kół zazębio-

nych, z których ostatnie, t. zw. *koło wychwytowe* posiada zęby skośnie ścięte. Za każdem wahnieniem wahadła *W*, połączona z niem *kotwica K* zaczepia o zęby koła wychwytowego. Wskutek tego ruch szeregu kół, któryby był bez tego działania kotwicy jednostajnie przyśpieszonym, zamienia się na ruch równomiernie skaczący. Z drugiej strony znowu uderzenia zębów o kotwicę udzielają wahadłu impulsów i podtrzymują ciągły jego ruch.

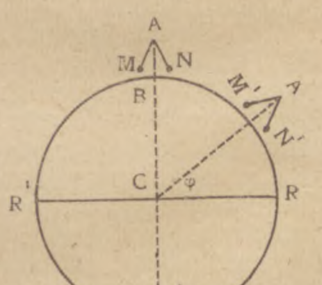


Ryc. 68.

W zegarkach kieszonkowych używa się wahadła sprężynowego, przedstawionego na ryc. 69. Jest to metalowy pierścień obracalny około osi, przechodzącej przez środek. Cienka spiralna połączona jednym końcem z pierścieniem zwija się i rozwija podczas jego wahań i dostarcza momentu kierującego. Zresztą zegarki kieszonkowe (i inne sprężynowe) zaopatrzone są w koło wychwytowe i t. d., jak zegary zwykłe. Siły poruszającej dostarcza jednak szeregowi kół nie ciężar, lecz inna, silna sprężyna.

48. Zastosowanie wahadła do wykazania obrotu ziemi. Wyobraźmy sobie, że w punkcie *A* leżącym pionowo nad biegunem *B* ziemi (ryc. 70), w przedłużeniu osi ziemskiej, zawieszono wahadło, składające się z cienkiego drutu, obciążonego u spodu ciężką kulą. Jeżeli je wprawimy w ruch n. p. w płaszczyźnie *MAN*, dajmy na to w płaszczyźnie przechodzącej przez jaką gwiazdę stałą, natenczas będzie ono wahać się ciągle w tej samej płaszczyźnie. Ponieważ jednak ziemia obraca się jednocześnie pod wahadłem, przeto człowiekowi stojącemu na ziemi i biorącemu nieświadomie udział w jej ruchu będzie się wydawało, jakoby płaszczyzna wahań wahadła zmieniała kierunek w przestrzeni, obracając się za tą gwiazdą od wschodu ku zachodowi, raz wokoło w przeciągu jednej doby.


Ryc. 69.



Ryc, 70.

Doświadczenie wykonał pierwszy Foucault w Paryżu w roku 1851. W miejscu o szerokości geograficznej takiej, że promień ziemi tworzy z prostą *CR* kąt φ, obrót pozorny płaszczyzny wahnień będzie jednak powolniejszy. Składowa bowiem prędkość obrotu ziemi dokoła pionu *CA*, około którego wahadło wykonywa swe wahania, wynosi tylko $\bar{\omega} \sin \varphi$, gdzie $\bar{\omega}$ jest prędkością kątową około osi, przechodzącej przez bieguny ziemi (patrz ust. 41). Wsktek tego obrót płaszczyzny wahnień trwa nie 24 godziny, lecz $\frac{24}{\bar{\omega} \sin \varphi}$ godzin. U nas n. p. kąt φ wynosi około 50°, a zatem czas obrotu wynosi $\frac{24}{0{\cdot}76604} = 31$ godz. 20 min.

ROZDZIAŁ IV.

O pracy i energji.

49. O pracy. W poprzednich wykładach rozważaliśmy wzajemne działania ciał z jednego tylko punktu widzenia, mianowicie o ile one wywierają na siebie wzajemne siły i udzielają sobie przyśpieszeń; są to działania czysto dynamiczne. Obok tych jednakże ciała mogą oddziaływać na siebie w wielorakie inne sposoby, np. mogą ogrzewać się albo oziębiać, czyli, jak powiadamy, udzielać sobie ciepła; mogą elektryzować albo magnesować się wzajemnie, przesyłać sobie różnego rodzaju promienowania i t. d.

Do ujęcia tych różnorodnych oddziaływań stanowisko czystej dynamiki nie wystarcza. Okażemy jednak w niniejszym rozdziale, że rozważania dynamiczne mogą być w ten sposób rozszerzone, żeby objęły i te inne zjawiska. Rozważać będziemy wzajemne oddziaływanie ciał i całych układów materjalnych pod wzgiędem *udzielania sobie energji.*

Już w życiu codziennem przypisujemy energji fizycznej czyli zdolności człowieka do pracowania znaczenie zasadnicze. Pojęcie pracy wytworzyło się w życiu praktycznem; ogromną jego wartość dla nauki oceniono jednak należycie dopiero w wieku XIX. Ono stało się źródłem rozpoznania powszechnej, całość zjawisk w przyrodzie obejmującej, *zasady zachowania energji.*

Pracowaniem nazywamy przezwyciężanie jakichkolwiek oporów na pewnej drodze. Pracą jest podnoszenie ciężarów, przesuwanie ciał po chropowatych powierzchniach; robotnik pracuje, piłując drzewo, koń, ciągnąc pług i t. d. Gdy do wykonywania prac zaczęto używać machin, przeniesiono pojęcie pracowania na materję martwą. Mówimy zatem, że machina parowa pracuje, poruszając tartak albo młyn, lokomotywa, gdy ciągnie pociąg kolejowy i t. d. Pracuje też elektromagnes, podnosząc np. kawałek żelaza.

Zdolność do pracowania nazywamy energją. Każdy zatem układ materjalny, zdolny pracę wykonywać, posiada energję.

Człowiek wypoczęty i nakarmiony posiada jej więcej, aniżeli sprawowany i wyczerpany. Lokomotywa, która przejechała długą drogę, nie odnawiając zapasu węgla, postradała część swojej energji.

Określenie ilościowe pracy jest do pewnego stopnia rzeczą dowolną. W praktyce liczono pracę zawsze *proporcjonalnie do wielkości przezwyciężonego oporu P i proporcjonalnie do długości drogi s, na której opór ten był przezwyciężony*. Okazało się, że to najprostsze określenie nadaje się zarazem najlepiej do celów nauki.

Podnieśmy ciężar jednego Kilograma na wysokość jednego metra i nazwijmy pracę wtedy wykonaną jednym *kilogrammetrem*. W myśl powyższej definicji wykonamy s kilogrammetrów pracy, gdy podniesiemy ten ciężar na wysokość s metrów, a $P \times s$ — jeżeli na tę wysokość podniesiemy ciężar P razy większy. Oznaczywszy pracę ogólnie literą L, otrzymamy jako sformułowanie powyższej definicji wzór:

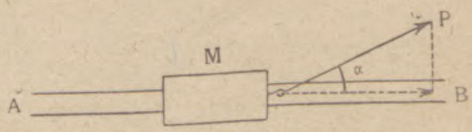
$$L = Ps. \quad \ldots .\ 1)$$

Przez P można wo wzorze tym rozumieć bądź wielkość oporu przezwyciężonego, bądź wielkość siły, która go pokonywa. W myśl bowiem zasady akcji i reakcji jedno jest drugiemu równe.

Żadna praca nie jest wykonywaną, gdy niema ruchu, gdy droga $s = o$. Cisnąc, choćby najsilniej, o mur albo o skałę, która nie ustępuje, człowiek nie wykonywa *na zewnątrz swego organizmu* żadnej pracy.

Praca nie zależy też od czasu trwania ruchu. Przeoranie skiby długiej na 100 metrów, gdy pług napotyka opór np. 50 Kilogramów, wymagać będzie zawsze 5000 kilogrammetrów pracy, czy wykonano ją w przeciągu kwadransa, czy pół godziny.

Zdarza się niekiedy, że ruch ciała M (ryc. 71), na którem praca jest wykonywana, kierowany jest jakiemiś torami *(AB)* w inną stronę, aniżeli działa siła P czynnika pracującego; kierunek siły zawiera kąt α z kierunkiem drogi. Obliczamy wtedy pracę, uwzględniając tylko tę składową siły $P\cos\alpha$, która jest do drogi s równoległa. Zatem w tym ogólniejszym przypadku określamy pracę wzorem:



Ryc. 71.

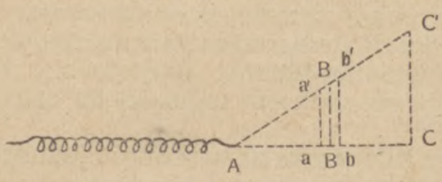
$$L = sP\cos\alpha \ \ldots\ 2)$$

Ponieważ ten wzór można napisać jako $P \times s\cos\alpha$, przeto można także powiedzieć: praca mierzy się iloczynem z wielkości siły przez tę składową przesunięcia, która przypada na kierunek siły.

Jeżeli siła działa zawsze prostopadle do kierunku ruchu $(\cos\alpha = o)$, wtedy nie jest wykonywaną żadna praca, np. w przy-

padku ruchu jednostajnego po kole, gdzie działająca siła (dośrodkowa) i opór (siła odśrodkowa) są prostopadłe do toru.

Jeżeli na drodze s opór P jest zmienny, wtedy najłatwiej jest obliczyć pracę wykonywaną zapomocą wykreślenia. Wyciągając np. sprężynę (ryc. 72), napotykamy opór P rosnący proporcjonalnie do jej wydłużenia s. Wykreślmy w każdym punkcie drogi, takim jak B, prostopadłą BB', wyobrażającą wielkość działającego w tym punkcie oporu. Na nieskończenie krótkim odcinku drogi ab, w pobliżu tego punktu, wykonywamy pracę nieskończenie mało różną od $ab \times BB'$ t. j. od pola trapezu $aba'b'$. Całkowitą pracę na drodze AC wyobrażać zatem będzie pole trójkąta ACC'; praca wtedy równa się iloczynowi drogi AC przez średnią wartość oporu, wynoszącą $\frac{CC'}{2}$.



Ryc. 72.

50. Jednostki pracy. Wzór $L = Ps$ określa zarazem jednostkę pracy; gdy bowiem $P = 1$, $s = 1$, będzie $L = 1$. Jednostką jest zatem praca wykonana na drodze $= 1$, gdy siła albo opór $= 1$. Zależnie od użytego układu miar mieć będziemy jednostki pracy bezwzględne i ciężarowe.

a) Układ bezwzględny.

Jednostką jest praca wykonana, gdy opór = 1 *dyna*, droga = 1 *cm;* tę jednostkę nazywamy *ergiem.*

$$Erg = dyna \times centymeter = \frac{gr\ cm^2}{sek^2}.$$

Często używaną wielokrotnością tej jednostki (10 miljonów) jest *joule:*

$$joule = 10^7\ ergów.$$

b) Układ ciężarowy.

1 *gramcentymeter* = 1 *Gram* × 1 *centymetr* =
= 981 *dyn* × 1 *cm* = 981 *ergów.*

1 *kilogrammetr* = 1 *Kilogram* × 1 *metr* = 100 000 *gramcentymetrów*
= 98 100 000 *ergów.*

51. Skutki pracy. Rozważanie pojęcia pracy nabyło doniosłego znaczenia, gdy dostrzeżono, że praca, wykonana na jakimkolwiek układzie materjalnym, nie przemija nigdy bez śladu. Wykonywać pracę na układzie materjalnym, t. j. na ciele jakiem albo zbiorze ciał, znaczy to wprowadzić w ruch jego części przy pokonywaniu czynnych w nim oporów, zapomocą siły zewnętrznej, wywieranej przez inny jaki układ. Jeżeli np. człowiek podnosi ciężar, wtedy organizm jego wykonywa pracę na układzie złożonym z ciężaru i ziemi.

W następujących ustępach zamierzamy okazać, że w tym przypadku i we wszystkich podobnych układ pracujący traci tyleż energji, ile jej nabywa drugi układ, na którym praca była wykonaną, *Praca jest to akt przenoszenia się energji z jednego układu na drugi za pośrednictwem oddziaływań dynamicznych.*

Z tego punktu widzenia będziemy naprzód rozważali skutki pracy. W dalszym ciągu okaże się, że energja może przenosić się z jednego układu na drugi także za pośrednictwem innych niedynamicznych oddziaływań.

52. **Energja kinetyczna.** Jakie skutki pociąga za sobą praca wykonana na układzie materjalnym, to zależeć będzie przedewszystkiem od rodzaju pokonywanego oporu. Przypuśćmy naprzód, że jedynym oporem jest reakcja bezwładna masy, zupełnie zresztą swobodnej, t. j. niekrępowanej w swych ruchach żadnemi innemi oporami (jak tarcie i t. p.). Jeżeli układ pracujący, np. nasze własne ciało, wywiera na taką masę m siłę stałą P i porusza ją wzdłuż drogi s, wtedy ilość w tę masę włożonej pracy wynosi $L=Ps$. Obaczmy, jaki wyniknie z tego skutek. Masa poruszać się będzie z przyśpieszeniem $\gamma=\frac{P}{m}$; na drodze s nabędzie przeto prędkości (patrz ust. 7) $v=\sqrt{2\gamma s}$. Zważywszy, że stąd wynika $s=\frac{v^2}{2\gamma}$, tudzież, że $P=m\gamma$, możemy pracę L wyrazić przez m i v jak następuje: $L=Ps=m\gamma\frac{v^2}{2\gamma}=\frac{1}{2}mv^2$. Znajdujemy tu cechę wytworzonego ruchu, która ilościowo jest równa pracy wykonanej. Wyrażenie $\frac{1}{2}mv^2$, t. j. połowa iloczynu z masy i kwadratu jej prędkości, nazywa się ogólnie *energją kinetyczną* poruszającej się masy, bez względu na to, jaka była przyczyna powstania tego ruchu. Przekonywamy się, *że energja kinetyczna jest równa ilości pracy, której należało użyć celem wytworzenia danej prędkości ruchu*,

Wielkość $\frac{1}{2}mv^2$, którą oznaczać będziemy literą T, nazwano energją kinetyczną (t. j. od ruchu zależną), gdyż masa będąca w ruchu posiada istotnie zdolność do wykonania pracy, a mianowicie napotkawszy opór jakikolwiek traci stopniowo swój ruch, ale jednocześnie przezwycięża ten opór na pewnej drodze (przykładem kula wystrzelona z armaty); przytem wykona tyle właśnie pracy, ile postrada energji kinetycznej. Jeżeli bowiem oznaczymy teraz przez P wielkość napotkanego oporu, wtedy $\gamma=\frac{P}{m}$ oznaczać będzie opóźnienie ruchu. Po przebyciu drogi $s=\frac{v^2}{2\gamma}$ (w czem v oznacza początkową prędkość masy m) ruch jej zostanie przez opór zniszczony. Całkowita zatem przez masę wykonana praca $=L=Ps=m\gamma\times\frac{v^2}{2\gamma}=T$, t. j. energji kinetycznej, jaką masa pierwotnie posiadała.

Wszelka masa będąca w ruchu może być zatem uważana jako zbiornik nagromadzonej pracy, którą w miarę utraty ruchu z siebie wydaje. Przykładem takiego nagromadzenia pracy jest młot wprowadzony w ruch. Spotkawszy

głowę gwoździa, wciska go w drzewo i zużywszy cały zapas swej energji kinetycznej na pokonanie spotkanego oporu traci swój ruch. Moglibyśmy widocznie wbić gwóźdź na tę samą małą głębokość s, cisnąc jego głowę dostatecznie wielką siłą P. Używając młotka, ułatwiamy sobie zadanie, wkładając tę samą pracę Ps za pośrednictwem małej siły P' naszych mięśni, wywartej na odpowiednio dłuższej drodze s' rozpędu młotka. Praca $P's'$ nagromadza się naprzód, jako energja kinetyczna w masie młotka, a następnie w tej samej ilości $Ps = P's'$ przelewa się na gwóźdź.

Energja kinetyczna, jako nagromadzenie pracy, jest wielkością tego samego rodzaju i wymiaru co praca, mierzy się przeto temi samemi co praca jednostkami; na ergi, kilogrammetry i t. p.

Przykład. Masa 10 *kgr* porusza się z prędkością 2 metry na sekundę. Ile posiada energji?

a) Rachunek w układzie bezwzględnym: $m = 10\,000\ gr$, $v = 200 \frac{cm}{sek}$

$\frac{1}{2} mv^2 = 5\,000 \times 40\,000 = 20 \times 10^7$ *ergów* $= 20$ *joule'ów*.

b) Rachunek w układzie ciężarowym (jednostka siły 1 *Kgr*, drogi 1 *m*, przyśpieszenie ciężkości $= 9{\cdot}81 \frac{m}{sek^2}$): ciężar $= 10\ Kg$, masa $= \frac{10}{9{\cdot}81}$, $T = \frac{1}{2} mv^2 =$ $= \frac{5}{9{\cdot}81} \cdot 4 = 2{\cdot}04$ *kilogrammetry*, co znaczy istotnie $2{\cdot}04 \times 98\,100\,000 = 20 \times 10^7$ ergów.

53. Energja potencjalna. Jeżeli masa nie jest swobodna, lecz poddana jest innym siłom lub oporom, wtedy praca włożona w taką masę nie pojawi się w całości jako energja kinetyczna. Część pracy bowiem zużyje się na pokonanie tych właśnie sił lub oporów. Dajmy na to, że chodzi o podniesienie ciężaru $Q = mg$ na pewną wysokość s. Użyjemy w tym celu siły P, w każdym razie choć cokolwiek większej od Q. Praca będzie $L = Ps$. Przyśpieszenie będzie teraz tylko $\gamma = \frac{P-Q}{m}$. Na drodze s wytworzy się prędkość $v = \sqrt{2 \cdot \frac{P-Q}{m} \cdot s}$, przeto energja kinetyczna będzie $T = \frac{1}{2} mv^2 = Ps - Qs = L - Qs$. Otrzymaliśmy zatem energji kinetycznej mniej, aniżeli wynosi praca L siły zewnętrznej. Co się stało z resztą pracy? Brak w ilości Qs przedstawia właśnie pracę, jakiejby należało użyć, ażeby podnieść ciężar Q na wysokość s przy użyciu siły tak mało większej od ciężaru Q, żeby wytworzoną prędkość można było zaniedbać.

Ponieważ $L = T + Qs$, przeto i teraz można będzie powiedzieć, że praca wykonana nagromadziła się w masie w postaci energji, ale energja ta w części tylko jest energją ruchu (T); pozostała zaś część Qs przedstawia również nagromadzenie pracy, zależne jednak nie od ruchu, lecz od zmiany wysokości poziomu ciężaru. Istotnie, korzystając z tego wzniesienia, możemy każdej chwili otrzymać od niego brakującą ilość pracy Qs z powrotem, skoro pozwolimy mu spaść napowrót z wysokości s. Wtedy, na podobieństwo wagi u zegara, zdoła on pokonać opór Q i wykonać pracę w ilości Qs. Nawet gdyby spadał swobodnie, nagromadzona w nim w ilości Qs praca ujawni się bez straty, gdyż

nabędzie on prędkości $v=\sqrt{2gs}$ i nagromadzi we własnej masie m energję kinetyczną w ilości $=\frac{1}{2}mv^2=\frac{1}{2}m \cdot 2gs=mgs=Qs$.

Spotykamy tu nowy sposób nagromadzania zapasów pracy, zależny już nie od ruchu, lecz od zmiany wzajemnego położenia części układu (w naszym przykładzie ciężaru i ziemi) na inne, korzystniejsze. Wytworzenie tych zmian położenia kosztowało nas pewnego nakładu pracy, ale pracę tę można z powrotem od układu odebrać i zużyć bądź to na wykonanie jakich innych prac lub na wytworzenie energji kinetycznej. Widać zatem, że w tem zmienionem położeniu układ posiada energję i ten jej rodzaj nazywamy *energją potencjalną*.

W podobny sposób nagromadza się energja potencjalna w sprężynie, którą wyciągnęliśmy nakładem pracy użytej na przezwyciężenie sprężystego jej oddziaływania. W podobny sposób nagromadza się ten rodzaj energji, gdy oddalamy od siebie dwa przeciwnie naelektryzowane przewodniki, albo dwa przeciwne bieguny dwu magnesów, albo też, gdy zbliżymy wbrew odpychaniu się jednoimienne bieguny magnetyczne albo elektryczne. Podobnież siły ciążenia powszechnego, działające między planetami, dają powód do nagromadzania się energji potencjalnej, gdy np. planeta w swym ruchu eliptycznym oddala się (wbrew przyciąganiu) od słońca. Naodwrót, gdy planeta znowu się ku słońcu zbliża, nagromadzona energja potencjalna zamienia się w kinetyczną, gdyż, jak nas pouczyły prawa Keplera, wtedy właśnie planeta nabywa większej prędkości.

W czystej dynamice uwzględnia się tylko te dwa, opisane właśnie, rodzaje energji: kinetyczną i potencjalną. Z tego powodu nazywamy je postaciami energji *dynamicznemi*.

54. **Układy zachowawcze i rozpraszające.** Czy w każdym układzie może nagromadzić się w ten sposób praca w postaci energji potencjalnej? Skierujmy uwagę na ciało poruszające się po poziomej niegładkiej powierzchni. Przesuwając je zwolna na pewną odległość s, wykonamy pracę w ilości Ps, przezwyciężając tarcie P. Widoczną jest atoli rzeczą, że w tym przypadku pracy wykonanej nie będziemy mogli odzyskać z powrotem, gdyż ciało przesunięte wbrew tarciu, nie zdoła nigdy powrócić na dawne miejsce *z pomocą tarcia*. Przeciwnie, żeby ciało cofnąć, musielibyśmy użyć ponownie pracy na pokonanie tarcia, które zmieniwszy kierunek, znowu będzie się przesunięciu opierało. Podobnież gdybyśmy ciało tego rodzaju potrącili, jego energja kinetyczna stopniowo zniknie, ale na jej miejscu nie pojawi się energja potencjalna. Widać stąd, że układy materjalne można podzielić, ze względu na czynne w nich siły, na dwie gromady. Układy złożone z ciał działających na siebie siłami takiemi jak ciężkość, sprężystość, przyciąganie magnetyczne i t. p. mają tę własność, że jakiekolwiek przesunięcie ich części składowych wymaga tyleż pracy zewnętrznej, ile jej układ wykona i odda na

zewnątrz podczas powrotu do pierwotnego ustroju. Innemi słowy: jeżeli układ rządzony takiemi siłami poddawać będziemy jakimkolwiek zmianom ustroju, *a w końcu doprowadzimy go do ustroju pierwotnego*, wtedy suma algebraiczna prac przez ten układ wykonanych będzie równa zeru (przyczem pracę pobieraną liczy się ujemnie). Układy tego rodzaju nazywamy *zachowawczemi*.

Nie będzie natomiast zachowawczym żaden układ, w którym działa tarcie albo inne siły w tem do tarcia podobne, że zużywają zawsze pracę i energję kinetyczną, w jakąkolwiek stronę ruch się odbywa, a nie są wskutek tego zdolne nagromadzić pracy w postaci energji potencjalnej. Układy tego rodzaju nazywamy *rozpraszającemi*.

Łuk doskonale sprężysty wymaga do napięcia tyle pracy, ile jej następnie przy wystrzale oddaje i przenosi na strzałę; gdyby się okazało, że oddaje tej pracy mniej, niż przyjął, wnosilibyśmy, że sprężystość jego nie jest doskonałą, to znaczy nie jest siłą ściśle zachowawczą. Obok tarcia przykładem działania rozpraszającego jest niesprężyste uderzenie. Kawałek ołowiu, padający na ziemię, traci całą swą energję kinetyczną. Doskonale natomiast sprężysta piłka, uderzywszy o również sprężystą podstawę, odbije się bez żadnej straty prędkości (ust. 24) i energji.

55. Zachowanie energji dynamicznej. Wahadło wolne od tarcia, raz potrącone, poruszałoby się bez ustanku. Energja jego, w najniższem położeniu wyłącznie kinetyczna, zamieniałaby się podczas wznoszenia się w potencjalną i naodwrót, nazewnątrz nie oddawałoby ono ani pracy ani energji. Podobnież piłka doskonale sprężysta, spadająca na sprężystą podstawę, odbijałaby się raz po razu, odskakując zawsze na tę samą wysokość. Takie *układy ściśle zachowawcze miałyby tę własność, że udzielona im z początku energja zachowywałaby się w postaci częścią kinetycznej, częścią potencjalnej, bez zmiany*. Jedynym układem, zbliżonym przynajmniej do tego ideału, jest układ planetarny, dzięki temu, że ciała niebieskie poruszają się w przestrzeni niemal doskonale próżnej, nie napotykają zatem oporu tarcia.

56. Zasada rozpraszania energji dynamicznej. Powierzchowne nawet spostrzeżenia przekonywują nas, że żaden ze znanych nam układów materjalnych nie jest w tem rozumieniu ściśle zachowawczym. Wahadło uspakaja się stopniowo, piłka odbija się za każdym razem mniej wysoko i t. d. W żadnym układzie nie można usunąć całkowicie działań rozpraszających, każdy jest, ściśle biorąc, układem rozpraszającym. Możemy zatem wypowiedzieć zasadę ogólną: *ilość pracy, jaką można uzyskać od układu materjalnego, ożywionego energją dynamiczną (kinetyczną i potencjalną) zmniejsza się z biegiem czasu, gdy układ taki jest samemu sobie pozostawiony* (gdy jest całkowicie odosob-

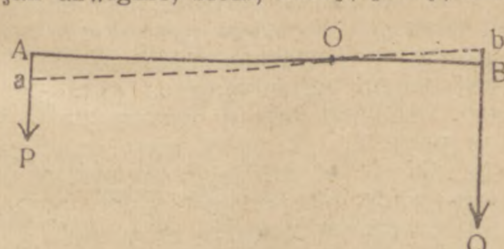
niony, t, j. nie odbiera energji z zewnątrz przez potrącanie, uderzanie i t. p.).

57. **Niemożliwość perpetuum mobile.** Wielokrotnie robione były próby zbudowania takiego mechanizmu, który, nie zmieniając się, nie zużywając się wcale, miałby się wiecznie poruszać, a nawet dostarczać nazewnątrz pracy (perpetuum mobile). A więc np. zegara, który idąc, samby się nakręcał i t. p. Bezowocność prób tego rodzaju, o ile dotyczy mechanizmów, działających sposobem wyłącznie dynamicznym, wynika już z powyższych zasad. Układ ściśle zachowawczy, gdyby istniał gdziekolwiek w przyrodzie, mógłby się poruszać wiecznie, gdyby był odosobniony. O ileby jednak pracował, traciłby swoją energję w ilości równej oddanej pracy. Każdy rzeczywisty układ mechaniczny, jak głosi zasada rozpraszania, zatraca energję dynamiczną nawet wtedy, gdy nie pracuje.

Były jednakże próby — zawsze bezskuteczne — zużytkowania innych, niedynamicznych działań do tego celu, np. działań elektrycznych, magnetycznych i t. d. Chodziło zawsze o to, żeby mechanizm ani nie zmieniając się trwale sam w sobie, czy to pod względem mechanicznego urządzenia, czy pod względem temperatury, składu chemicznego i t. p. ani też niezasilany niczem zzewnątrz, bez ustanku jednakże pracował. Niemożliwość takiego urządzenia prowadzi do wygłoszenia zasady ogólnej: *żaden organizm ani żywy ani martwy nie może wydać z siebie pracy, jeżeli nie dozna jakiejkolwiek zmiany swego ustroju.*

Człowiek, pracując, zużywa swe tkanki, machina parowa węgiel, woda wodospadu, poruszająca koło młyńskie, zmienia swój poziom i t. p.

58. **Machiny.** Wykonanie różnych czynności życia codziennego i społecznego związane jest z wykonaniem pracy; w celu ułatwienia sobie tych czynności używamy w technice i w przemyśle różnego rodzaju *machin*, jak dźwignie, bloki, korby, prasy, machiny parowe, lokomotywy i t. p. Machinami nazywamy wogóle zestawienia ciał stałych, ciekłych lub gazowych, służące do wykonywania prac. Są machiny, niemające same w sobie źródeł energji, wydające pracę o tyle tylko, o ile jednocześnie pracę w nie wkładamy, np. dźwignie, windy i t. p. Machiny tego rodzaju nazywamy *roboczemi;* pośrednicząc w przenoszeniu pracy, nie ulegają one żadnej zmianie istoty swego ustroju.



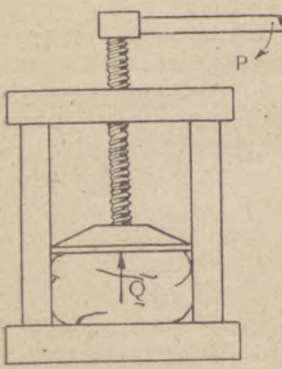
Ryc. 73.

Weźmy np. na uwagę dźwignię AB (ryc. 73), za pośrednictwem której siłą P pokonywamy opór Q. Jeżeli punkt przy-

łożenia siły P posunie się po drodze Aa, to droga punktu przyłożenia oporu Q wyniesie tylko Bb.

Praca włożona przez nas w dźwignię równa się $P \,.\, Aa$; zaś praca zużyta na pokonanie oporu Q wynosi $Q \times Bb$. Otóż prace te równają się sobie. Wiemy bowiem, że $P : Q = OB : OA$, albo $P : Q = Bb : Aa$, co daje $Q \,.\, Bb = P \,.\, Aa$. Praca uzyskana równa się zatem dokładnie włożonej (o ile zaniedbamy opór tarcia w osi obrotu dźwigni).

Z zasady, że machina robocza nie może wydać więcej pracy, aniżeli jej udzielono, można naodwrót wyprowadzić warunek równoważenia się sił, w takiej machinie czynnych. Przypuśćmy np., że mamy do czynienia z prasą śrubową (ryc. 74), w której zapomocą korby o długości l wkręcamy śrubę, a przez to wywieramy nacisk na ciało prasowane; ciało stawia opór o wielkości Q. Jak wielkiej siły P trzeba użyć, żeby go pokonać? Jeśli korbą obrócimy raz wkoło, śruba posunie się naprzód o wysokość h, zwaną krokiem śruby. Praca siły P wynosi $P \times 2\pi l$, praca zaś oporu: $Q \times h$. Prace te są sobie równe: $P \times 2\pi l = Q \times h$, co daje $\frac{P}{Q} = \frac{h}{2\pi l}$.



Ryc. 74.

59. Motory. Inny rodzaj machin stanowią urządzenia, wydające pracę kosztem istotnej zmiany swego ustroju, np. organizm człowieka albo zwierzęcia roboczego, lokomotywa łącznie z zapasem węgla i t. d. Machiny tego rodzaju nazywamy ogólnie *motorami*. Zmiana ustroju motoru, wydającego pracę, połączona jest zawsze ze zmniejszeniem zasobu jego energji, z wyczerpaniem się jego, pod tym lub owym względem. Zależnie od tego, jaki rodzaj energji zamienia się w motorze na energję dynamiczną, rozróżniamy motory cieplne, elektryczne, wodne i t d.

60. Dzielność. Korzyść, jaką można osiągnąć z motoru, jest tem większą, im więcej pracy może on wydać w przeciągu danego czasu. Widocznem jest bowiem, że nawet dziecko zdoła wykonać naogół ogromną pracę, jeżeli pozostawiono mu na to dość czasu. Człowiek dorosły wykonałby tę pracę nierównie prędzej, gdyż posiada, jak powiadamy, większą dzielność pracowania. *Dzielność* czy to człowieka, czy motoru nieożywionego, mierzy się ilością pracy, jaką on jest zdolny wykonać w czasie 1 sekundy. Jeżeli praca, wykonana w przeciągu t sekund, wynosi L, to dzielnością jest stosunek ilości pracy do czasu czyli stosunek $\frac{L}{t}$.

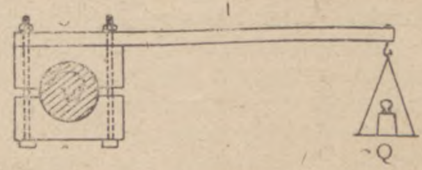
Jednostki dzielności zależą od jednostek pracy. W układzie bezwzględnym jednostkami dzielności są $\frac{erg}{sek}$, albo $\frac{joule}{sek} = 10^7 \frac{erg}{sek}$. Ta ostatnia miara dzielności nazywa się *wattem*. Większą jeszcze jednostką jest *kilowatt*, równy 1000 wattów.

W układzie ciężarowym używamy najczęściej jednostki równej $\frac{kilogrammetr}{sekunda} = 98\,100\,000 \frac{ergów}{sek} = 9{,}81$ *wattów*. W naukach technicznych przyjęto powszechnie jednostkę większą, t. zw. *konia parowego (HP);* równa się ona $75 \frac{kgmmetrów}{sek} = 75.9{,}81 = 736$ *wattów*.

Zatem 1 *kilowatt* $= \frac{1000}{736} = 1{,}36$ *koni parowych*.

W celu zmierzenia dzielności motoru używamy przyrządów, zwanych ogólnie wattmetrami, z których najprostszy, t. zw. hamulec Prony'ego (ryc. 75). tutaj opiszemy.

Koło *W* przedstawia przecięcie wału motoru np. machiny parowej. Wał zwykle przenosi pracę za pośrednictwem pasa z motoru na machinę roboczą, gdzie ona ma być zużytkowaną. Przy pomiarze dzielności, zamiast oporu poruszanych przez motor machin, wytwarzamy sztuczny opór znanej wielkości; w tym celu ujmujemy wał w kleszcze drewniane, połączone z dźwignią o długości *l*, na której zawieszamy stosowny ciężar *Q*. Gdyby ciężaru nie było, obracający się wał porwałby za sobą przez tarcie dźwignię. Ciężar sprawia, że dźwignia, pomimo tarcia walca, utrzymuje się poziomo w spoczynku. Praca, jaka wtedy idzie na pokonanie tarcia, jest ta sama, jak praca przenoszona pierwej, przy tej samej prędkości obrotu na machiny robocze. Ażeby ją obliczyć, zważmy, że tyleż pracy musielibyśmy wykonać, obracając kleszcze na nieruchomym wale. Siła *Q*, działająca na koniec dźwigni, wykonałaby wtedy przy jednym obrocie pracę $2\pi l . Q$. Jeżeli liczba obrotów wału w sekundzie wynosi *n*, wtedy dzielność szukana będzie $2\pi l Q n$.



Ryc. 75.

Do mierzenia ilości obrotów używamy odpowiednich liczydeł, działających automatycznie.

Różnicę, bardzo istotną, pojęć pracy i dzielności objaśnia drobny następujący przykład. Po lekko wznoszącej się drodze idziemy pieszo bez wysiłku. Cyklista natomiast zniewolony jest wtedy rozwinąć bardzo znaczną dzielność, gdyż porusza się prędko: musi zatem w znacznie krótszym czasie wykonać pracę potrzebną do podniesienia ciężaru własnego ciała i bicyklu.

Dzielność człowięka liczy się średnio 100—110 wattów; konia żywego około $\frac{1}{2}$ k. par.

61. Ciepło jako skutek pracy. Wiemy już, że w układach rozpraszających — a wszystkie układy materjalne są mniej lub więcej rozpraszające — nagromadzona praca i energja dynamiczna giną z biegiem czasu. Czy jednak energja znika wtedy, nie zostawiając żadnych skutków po sobie?

Powierzchowne nawet doświadczenia uczą, że na miejsce zaginionej energji powstaje ciepło. Układ rozpraszający, który wskutek tarcia gubi energję, ogrzewa się. Jeżeli np. pocieramy o siebie dwa kawałki drzewa, pracując przy pokonywaniu tarcia, ogrzanie może być tak znaczne, że zapalą się one. Podobnież

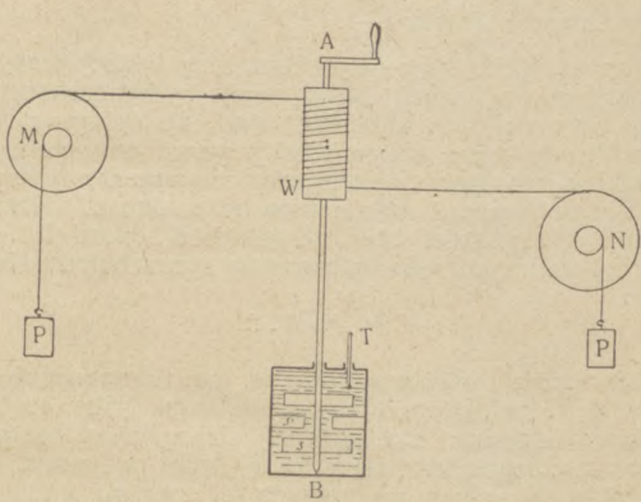
silnie ogrzewają się niedostatecznie nasmarowane osie wozów i wagonów; ogrzanie następuje, jeżeli kula ołowiana uderza o tarczę żelazną. Ogrzewa się żelazo, kowane młotami i t. p.

Fakty te były już znane oddawna. Przez długi czas jednak nie przypuszczano, żeby między ciepłem, w ten sposób powstającem, a pracą albo energją zużytą był istotny związek; samo pojęcie energji nie było wówczas znane. Ogrzewanie się ciał sprowadzano do nagromadzania się w nich pewnej nieważkiej substancji, zwanej *cieplikiem*. Przypuszczano, że gdy cieplik do ciała wchodzi, ogrzewa się ono albo paruje, albo topi się i t. p., przeciwnie, że się oziębia, gdy cieplik z ciała nazewnątrz uchodzi. Dopiero w końcu XVIII stulecia Rumford wygłosił przypuszczenie, że ciepło, powstające przez tarcie, stoi w związku z pracą wykonaną. Tego samego zdania był Davy, który przekonał się, że można stopić dwa kawałki lodu przez tarcie ich o siebie w otoczeniu, mającem temperaturę zero, które zatem cieplika potrzebnego do topienia nie mogło dostarczyć; doświadczenie to sprowadza hipotezę cieplika do absurdu, pokazując, że substancja ta mogłaby się tworzyć z niczego w nieograniczenie wielkich ilościach. Związek między ciepłem a pracą został powszechnie w nauce przyjętym dopiero w połowie XIX stulecia, kiedy Mayer i Joule pokazali, że wytworzenie pewnej ilości ciepła wymaga zawsze zużycia tej samej ilości pracy, bez względu na rodzaj rozpraszających sił w układzie działających.

62. **Dynamiczny równoważnik ciepła.** Zadaniem naszem będzie teraz wynalezienie odpowiedniego równoważnika pracy zużytej w tych wypadkach, kiedy nie powstaje ani energja kinetyczna ani potencjalna, ani też nie zachodzi, prócz wywiązania się ciepła, żadna inna zmiana ustroju tego układu materjalnego, na którym praca była wykonaną.

Dajmy nato, że pocieramy pilnikiem kawałek żelaza. Dostrzeżemy rozgrzanie się pilnika i żelaza, ale obok tego żelazo zmieni swój ustrój: będzie rozerwane na opiłki. W tym i podobnych wypadkach niepodobna orzec, jakiej części pracy należy przypisać rozgrzanie, a jakiej zmianę samego układu. Trudność tę można ominąć, urządzając doświadczenie w taki sposób, żeby przyrząd, na którym wykonywamy pracę, a który w zamian wydaje nam ciepło, wrócił, po ukończeniu doświadczenia, pod każdym względem do tego samego stanu i ustroju, w jakim znajdował się na początku. Doświadczenie takie nazywamy *przemianą zamkniętą* albo kołową. Do doświadczeń takich nie nadają się ciała stałe, gdyż takie ulegają często trwałym, niepowetowanym zmianom ustroju, jak żelazo w powyższym przykładzie. Nadają się zaś ciecze, np. woda albo rtęć, które dają się zawsze sprowadzić do pierwotnego stanu. One rozgrzewają się również przez tarcie albo wstrząsanie.

Na tej zasadzie oparł się Joule w swych klasycznych doświadczeniach, których wynikiem było wykrycie związku między pracą a ciepłem. Na ryc. 76 widzimy lekkie naczynie z cienkiej, np. mosiężnej blachy, napełnione odważoną ilością wody. Środkiem jego przechodzi pionowa oś *AB*, opatrzona rzędem



Ryc. 76.

łopatek *s*, którą wprowadza się w ruch obrotowy zapomocą sznurków, nawiniętych na osadzonym na niej wałku *W*. Sznurki te, przeprowadzone przez dwa stałe krążki *M* i *N*, obciążone są na końcach dwoma równemi ciężarami, po *P* Kilogramów każdy. Obrót łopatek w wodzie spotyka znaczny opór, wynikający z tarcia w wodzie, opór tem znaczniejszy, że między łopatkami ruchomemi przymocowane są do ściany naczynia płytki nieruchome *s'*, pomiędzy któremi woda w ruchu swym musi się przedzierać.

Łatwo jest określić pracę, zużytą na pokonanie tego oporu. Praca ta L równa się $2Pz$, gdzie z oznacza wysokość spadku ciężarów. One spadają tak wolno, że ich energję kinetyczną można zaniedbać. Po opadnięciu ich nakręca się przyrząd ponownie zapomocą korby *A*, oddzieliwszy przedtem oś od wału.

Po kilkakrotnem, dajmy na to n-krotnem, powtórzeniu tego postępowania, włożyliśmy w przyrząd ogółem pracy $2nPz$, Jakiż jest jej skutek? Nie wytworzyła się nigdzie ani kinetyczna ani potencjalna energja. Jedyną zmianą jest ogrzanie się wody i naczynia, które zmierzymy dokładnie czułym termometrem *T*. Znajdziemy przyrost temperatury (zwyczajnie niewielki, np. 1 lub 2 stopnie); oznaczmy go przez t^0.

Nie należy jednak przypuszczać, iż ta zmiana t temperatury jest równoważnikiem pracy L. Gdybyśmy istotnie, w drugiem podobnem doświadczeniu, wprowadzili do naczynia dajmy na to dwakroć większą masę wody $= 2m$, ogrzanie jej wskutek zużycia *tej samej* ilości pracy wypadłoby bardzo przybliżenie o połowę mniejsze, równe $\frac{t^0}{2}$.

Podobnież, gdybyśmy zużyli dwa razy więcej pracy, przyrost temperatury tej samej masy wody byłby bardzo przybliżenie dwa razy większy. Wnosimy stąd, że *iloczyn z masy m ogrzewanej wody przez odpowiedni przyrost temperatury t jest we wszystkich podobnych doświadczeniach wprost proporcjonalny do ilości zużytej pracy L*, niezależnie od wielkości i urządzenia przyrządu, od szybkości obrotu, wielkości oporu i t. p. We wszystkich podobnych doświadczeniach sprawdziłoby się zatem równanie:

$$L = J \,.\, m \,.\, t,$$

w czem J oznacza wielkość stałą, t. zw. *dynamiczny równoważnik ciepła*, zależny co do swej wartości tylko od tego, na jakiej skali (Réaumur czy Celsius) mierzyliśmy temperatury i w jakich miarach wyraziliśmy masę wody m i pracę L.

W doświadczeniach powyższych iloczyn mt z masy wody przez przyrost jej temperatury występuje jako wielkość proporcjonalna do ilości pracy L. Iloczyn ten posiada istotnie doniosłe znaczenie w nauce o cieple. Już oddawna, przed doświadczeniami Joule'a, wprowadzono iloczyn podobny do nauki o cieple pod nazwą *ilości ciepła*, potrzebnego do ogrzania m kilogramów wody o t^0. Jednostka, której używa się pospolicie do mierzenia tej wielkości, nazywa się *kalorją:* odpowiada ona ilości ciepła potrzebnej do ogrzania 1 kilograma wody o 1^0 Celsiusa. Ogrzanie m kilogramów wody o t stopni wymaga tedy wytworzenia albo udzielenia mt kaloryj ciepła*)

Pomiary Joule'a można streścić wzorem:

$$J = 427 \frac{kilogrammetr}{kalorja}.$$

Wytworzenie ciepła w ilości jednej kalorji wymaga tedy 427 kilogrammetrów pracy, o ile praca ta została istotnie zużyta tylko na wytworzenie ciepła, a nie spowodowała żadnej trwałej zmiany ustroju w układzie materjalnym, w którym ta zamiana się dokonała. Doświadczenie Joule'a jest istotnie przemianą zamkniętą; skoro bowiem woda ostygnie do

---

*) W nauce o cieple dowiemy się, jak się uwzględnia drobną poprawkę w opisanych wyżej doświadczeniach, potrzebną z tego względu, że oprócz wody ogrzewa się także samo naczynie oraz łopatki.

pierwotnej temperatury, t. j. odda na zewnątrz wytworzone ciepło, przyrząd cały znajdować się będzie dokładnie w takim stanie, w jakim był na początku. Włożyliśmy weń pewną ilość pracy, a odebraliśmy równoważną ilość ciepła, bez żadnej zmiany pośredniczącego w tem układu materjalnego.

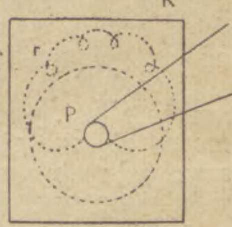
Przy zgęszczaniu ciał, użyciem zewnętrznej pracy, dostrzega się pospolicie ich ogrzanie. Ciepło wywiązane w tym razie nie może być widocznie uważane jako skutek pracy wobec tego, że ustrój samego ciała uległ daleko idącej zmianie.

Doniosłość tego odkrycia Joule'a leży w tem, że proporcjonalność pracy i ciepła, z tym samym spółczynnikiem proporcjonalności *J*, sprawdza się nietylko przy tarciu w wodzie, ale zupełnie ogólnie, niezależnie od rodzaju pokonywanych oporów, od natury ciał, od urządzenia przyrządu. Możnaby napełnić przyrząd nie wodą, lecz np. rtęcią. Wypałoby znowu

$$J = 427 \frac{kgmm}{kalorja};$$

należałoby tylko uwzględnić, jak się okaże w nauce o cieple, że ogrzanie 1 *kg* rtęci o 1^0 wymaga nie jednej, lecz tylko $\frac{1}{30}$ kalorji ciepła.

Możnaby wreszcie użyć całkiem odmiennego przyrządu, działającego nie przez tarcie, lecz jakkolwiek inaczej. Przypuśćmy np. (podobne doświadczenie Joule istotnie wykonał), że w dużem naczyniu *K* (ryc. 77) napełnionem wodą, zanurzona jest w odpowiedniej osłonie mała maszynka dynamoelektryczna, jakiej używa się obecnie do otrzymywania prądów elektrycznych w zwoju drutów *r*. Nie potrzebujemy wcale znać ani jej urządzenia ani sposobu działania. Wprowadziwszy ją w szybki obrót działaniem pracy *L*, przyłożonej do kółka pasowego *P*, sprawdzimy, że woda ogrzewa się (przekonamy się w nauce o elektryczności, że prądy elektryczne wywiązują ciepło), ale zresztą, po ukończeniu doświadczenia, nie zachodzi żadna inna zmiana ani w wodzie ani w tej maszynie. Doświadczenie uczy, że za każde 427 kilogrammetrów pracy otrzymuje się znowu po jednej kalorji ciepła.



Ryc. 77.

Weźmy inny jeszcze przykład, dowodzący ogólności wygłoszonej zasady. Przypuśćmy, że 1 *kg* wody spada z wysokości 427 metrów. Wywiązuje się przytem energja kinetyczna w ilości 427 kilogrammetrów. Uderzywszy o ziemię, woda postrada tę energję, ale ogrzeje się przez to uderzenie o 1^0 C. Znowu wtedy równoważnik pracy 427 kilogrammetrów zamienił się na jedną kalorję ciepła, tym razem przez wstrząśnienie. Istotnie Joule

sprawdził, że w obfitych wodospadach woda jest u spodu cieplejsza niż przed spadkiem.

Podobnie wywiązuje się ciepło w ilościach równoważnych utraconej energji kinetycznej przy uderzaniu się niesprężystych ciał stałych, o ile uderzenie nie sprawia wydatnej zmiany gęstości (np. ołów). Ogólnie tedy dynamiczny równoważnik ciepła wynosi zawsze $J = 427$ kilogrammetrów na kalorję.

63. Ciepło jako rodzaj energji. Rozważając dynamiczne skutki pracy sprawdziliśmy, że wykonanie pracy ma zawsze za skutek wzmożenia zapasu energji układu. Podobnie i w tych przypadkach, gdy jako skutek zużytej pracy występuje w układzie ciepło, jest ono powodem wzmożenia energji tego układu. *Zapasy ciepła są to zapasy energji.* Że tak jest istotnie, tego dowodzą wszelkie motory pędzone ciepłem, jak maszyna parowa i t. p. Przekonano się, że maszyny takie pracując tracą ciepło, a wzamian za każdą utraconą kalorję ciepła dostarczają 427 kilogrammetrów pracy albo jej równoważników. *Ciepło jest zatem rodzajem energji;* można je mierzyć miarami pracy i energji. Jedna kalorja ciepła liczy się wtedy za 427 kilogrammetrów albo za $427 \times 9{,}81 = 4189$ joule'ów albo za 41890 miljonów ergów.

64. Inne rodzaje energji. Praca lub energja dynamiczna ginie czasem pozornie, nie wytwarzając nawet skutków cieplnych. Łatwo się jednak przekonać, że wtedy powstają inne rodzaje energji, które mogą przy sprzyjających warunkach napowrót na pracę się zamienić. Jeżeli np. obracamy machinę elektryczną indukcyjną, której bieguny są połączone z baterją butelek lejdejskich, wtedy wykonywamy pracę na pokonanie sił elektrycznego przyciągania; wskutek oporu tych sił trudniej jest obracać już naelektryzowaną machiną, aniżeli wtedy, gdy naelektryzowaną nie jest. Kosztem wykonanej w ten sposób pracy nagromadza zię energja w baterji. Świadczą o tem objawy, towarzyszące jej rozbrojeniu (iskra, wystrzał, ciepło i t. d.). Spotykamy więc tutaj nowy rodzaj energji, który nie polega ani na ruchu ani na zmianach położenia lub temperatury. Jest to energja elektryczna.

Opisem różnych rodzajów energji zajmować się będziemy w toku dalszych wykładów. Celem ułatwienia przeglądu wymienimy tutaj tylko najważniejsze postaci energji i ogólny ich podział.

Rozróżniamy następujące rodzaje energji:

A) Energja dynamiczna.

1. Energja kinetyczna (np. wiatru, płynącej wody, pocisków i t. p.).

2. Energja potencjalna (np. mas ciężkich wysoko położonych, sprężyn napiętych i t. d.).

B) Energja wewnętrzna.

1. Ciepło (w słońcu, piecach, płomieniach i t. p.).

2. Ciepło utajone (w ciałach stopionych, w parach i t. p.).

3. Energja chemiczna czyli energja zawarta w ciałach mogących tworzyć związki chemiczne, wydając przytem ciepło albo inne rodzaje energji (np. wodór, węgiel lub drzewo wraz z tlenem, proch strzelniczy, dynamit, wszelkiego rodzaju pokarmy i t. d.).

4. Energja ciał promieniotwórczych, a więc uranu, toru, radu, polonu i t. d. Ciała te, choć są pierwiastkami, ulegają samorzutnie zmianom; atomy ich rozpadają się na cząstki prostsze, przyczem wydają nazewnątrz stosunkowo olbrzymie ilości energji cieplnej, świetlnej, elektrycznej i t. d.

C) Energja eteru.

W wielu przypadkach materja traci widocznie energję, której nie można jednakże odnaleźć w żadnem innem ciele. Tak np. słońce wydaje ciepło, którego część otrzymuje ziemia, ale dopiero po upływie dłuższego czasu (8 minut). W tych razach przyjmuje się, że energja ta przeniosła się z materji do ośrodka hipotetycznego zwanego eterem i że rozchodzi się w nim pod postacią promieniowania. Tu należy:

1. Energja promienista (światło i t. p.).

2. Energja elektryczna.

3. Energja magnetyczna.

65. **Zasada zachowania energji.** Poprzednie rozważania i pomiary prowadzą do wniosku, że wykonanie pracy na jakimkolwiek układzie materjalnym zwiększa zawsze jego energję o tyle, ile wynosi praca wykonana. Energja ta może się przejawiać w różnych postaciach (wzmożony ruch, położenie zmienione na korzystniejsze, ogrzanie i t. p.). Wszystkie rodzaje energji można tedy uważać za równoważniki pracy i mierzyć miarami pracy (kilogrammetry, ergi, a zatem także kalorje i t. p.).

Skoro zatem wszystkie energje są równoważne pracy, są one tem samem równoważne między sobą. Można tedy energję jakiegoś układu zwiększyć przez udzielenie mu energji w jakiejkolwiek postaci. Wtedy *układ pobierający energję zwiększa swój zapas energji o tyle, ile energji traci układ, który jej dostarcza.*

Jeżeli obydwa te układy uważać będziemy za części jednego układu obszerniejszego, wtedy oczywiście energja jego pozostanie niezmienioną. Możemy tedy ogólną zasadę *zachowania energji* wyrazić jak następuje: ***w każdym układzie odosobnionym zapas energji pozostaje niezmieniony.***

Z powyższego przedstawienia wynika jasno, że po zmianach, jakie zachodzą w układzie materjalnym, możemy poznać tylko ubytki albo przyrosty zapasu energji; ten ostatni pozostanie nam zawsze nieznany.

66. **Źródła energji na ziemi.** Celem dalszego objaśnienia

zasady zachowania energji zastanowimy się jeszcze nad przemianami i źródłami energji znajdującej się na ziemi, a w szczególności nad temi jej rodzajami, z których ludzkość ciągnie pożytek.

Pominąwszy zupełnie niemal dla mieszkańców ziemi niedostępną energję kinetyczną obrotu ziemi dookoła słońca i dookoła własnej osi, jakoteż energję potencjalną, wynikającą z przyciągania ziemi przez słońce, zwróćmy uwagę na zapasy energji wewnętrznej, znajdujące się w ziemi. Tu należy wymienić t. zw. energję plutoniczną, czyli wewnętrzne ciepło ziemi. Energja ta kryje się niemal całkowicie w głębiach ziemi, a na powierzchni objawia się zrzadka, pod postacią wybuchów wulkanicznych, trzęsień ziemi, źródeł gorących i t. p. Ciepło, które w zwyczajnych warunkach uchodzi z wnętrza ziemi, stanowi dla powierzchni bardzo nieznaczny dopływ energji i nie ma praktycznego zastosowania.

Mamy dalej energję chemiczną materjałów, znajdujacych się w zewnętrznej, dostępnej dla nas skorupie ziemi. Energja ta jest również niemal całkowicie wyczerpana, gdyż minerały, znajdujące się tam, nie posiadają silnego powinowactwa chemicznego. Wyjątek w tej mierze stanowią pokłady węgla kopalnego, nafty i t. p., które stanowią w istocie najgłówniejsze źródła energji, stosowanej w przemyśle — jednakowoż energja zawarta w tych ciałach nie należy do pierwotnego uposażenia ziemi, lecz zebrała się tu w ciągu geologicznego rozwoju kuli ziemskiej, ze źródła zewnętrznego, które za chwilę poznamy.

Z uwag tych wynika, że w ziemi samej nie posiadamy — pominąwszy ograniczony zapas paliwa kopalnego — takich zapasów energji, któreby na długo wystarczyły, a mogły być powszechnie używane.

Do wykonywania prac rozmaitych używamy obecnie energji fizycznej ludzi i zwierząt, wiatru (wiatraki, okręty), prądów wody (koła wodne, turbiny, prądy morskie), motorów opalanych (machiny parowe, gazowe, motory elektryczne i t. p.). Żaden z tych motorów nie stwarza energji, lecz wydaje pracę w zamian za energję dostarczaną z zewnątrz. Motory żyjące otrzymują tę energję pod postacią pokarmu (pokarm roślinny i zwierzęcy, łącznie z tlenem, branym z powietrza i wodą). Pokarmy zasilające organizm stanowią istotne źródło energji, wydawanej pod postacią bądź to pracy, bądź ciepła. Zapomocą bezpośrednich pomiarów przekonano się, że praca wykonana w pewnym czasie przez człowieka lub zwierzę, razem z ciepłem oddanem na zewnątrz, równa się różnicy pomiędzy energją chemiczną pokarmu i tlenu spożytego w tymże czasie, a energją chemiczną materji wydalonej z organizmu (dwutlenek węgla, woda i t. d.), pomniejszonej o energję zawartą w materji, którą organizm trwale sobie przyswoił, wytwarzając mięśnie, kości i t. p.

Jeżeli zważymy, że pokarm zwierząt, których mięsem się karmimy, jest ostatecznie roślinny, przyjdziemy do wniosku, że energja chemiczna, odżywiająca świat zwierzęcy, wytwarza się w świecie roślinnym. Życie zwierząt jest ściśle zależne od świata roślinnego; rośliny jednakowoż mogą żyć i rozwijać się bez pomocy zwierząt. Należy zatem zastanowić się nad pochodzeniem energji nagromadzonej w roślinach. Rośliny czerpią materjał, z którego organizm ich się składa, z ziemi i z atmosfery (dwutlenek węgla, składniki nawozu, woda, związki mineralne i t. p.). Przemiana tych ciał w energję ubogich, w roślinach, na związki palne i pożywne dla zwierząt, odbywać sie musi przy pomocy energji wziętej z poza zakresu świata roślinnego, tem więcej, że w samejże roślinie spotykamy objawy życiowe, któreby można nazwać pracowaniem, jak n. p. podnoszenie do góry mas znacznych, ruchy niektórych organów i t. p. Otóż przekonano się, że promieniowanie słońca stanowi to źródło energji, z którego rośliny czerpią, ilekroć przekształcają chemicznie materjał niepalny i niepożywny, na pokarm przydatny dla zwierząt, na drzewo opałowe i t. p. Energja zawarta w promieniowaniu słońca zostaje przytem zużytą; liście i inne zielone części roślin pochłaniają ją i zużywają, celem wykonania prac chemicznych, n. p. przy

rozłożeniu wody i dwutlenku węgla, znajdującego się w powietrzu lub przy oderwaniu tlenu od węgla, tudzież wodoru, pomimo silnego powinowactwa chemicsnego, ktore te ciała wiąże. Zapasy węgla kopalnego i innych reszt organicznych w ziemi, zawierają przeto w sobie energję, zaczerpniętą ze słońca, w ciągu ubiegłych wieków.

W ten sposób znajdujemy w promieniowaniu słonecznem to zewnętrzne źródło energji, które zasila istoty żyjące, opala machiny parowe i inne motory. Jednakowoż i inne zapasy energji, przydatne do wykonywania prac, pochodzą z tego samego źródła. Wiatr jest bezpośrednim następstwem różnic temperatury i wilgoci, sprawionych przez promienie słońca. Toż samo promieniowanie sprawia parowanie wody, przyczem zamienia się na ciepło utajone w parze wodnej. Skroplenie tej pary w wyższych warstwach atmosfery, na stokach gór, dostarcza nam wody podniesionej nad powierzchnię ziemi, mającej wskutek tego energję potencjalną, która za pośrednictwem motorów może przemienić się na pracę użyteczną. Zasób własnej energji kuli ziemskiej, takiej mianowicie energji, z której na powierzchni moglibyśmy korzystać, jest, jak wspomniano, bardzo mały. Życie organiczne, zjawiska meteorologiczne, klimatyczne i t. p. zależą niemal wyłącznie od energji słonecznej, która dostaje się do ziemi pod postacią energji promienistej i pod tą samą postacią ziemię opuszcza. Zmiana całkowitego zasobu energji na powierzchni ziemi, w ciągu pewnego czasu, równa się zawsze różnicy pomiędzy energją otrzymaną od słońca, a energją wypromieniowaną jednocześnie przez ziemię w przestrzeń otaczającą.

CZĘŚĆ II.

Dynamika ciał stałych, cieczy i gazów.

ROZDZIAŁ I.

Ciała stałe.

67. Trzy stany skupienia. Oprócz ruchu, którego badanie jest przedmiotem dynamiki ogólnej, działanie sił na materję sprawia także pewne zmiany samychże ciał podlegających siłom. Zmiany te bywają na ogół rozmaite, zależnie od szczególnych własności ciała. Ta sama siła, działając np. na kawałek żelaza, sprawi inny skutek, aniżeli wtedy, gdy działa na jakąś ciecz. W zachowaniu się ciał pod działaniem sił istnieją jednak niektóre podobieństwa, które umożliwiają ich podział na grupy, czyli tak zwane stany skupienia. Zazwyczaj odróżniamy trzy, wybitnie się różniące, stany skupienia: *stały, ciekły i gazowy;* dwa ostatnie nazywają się także płynnemi.

68. Odkształcenie. Głównem znamieniem, odróżniającem ciała stałe od ciał płynnych, jest to, że posiadają nietylko określoną objętość, ale właściwą sobie postać. Pod wpływem silnych działań zewnętrznych jednak najstalsze nawet bryły, n. p. kawałki stali albo kamienia, doznają drobnych zmian objętości i postaci. Zmiany te, polegające na przesunięciu wzajemnem ich części, nazywamy *odkształceniami.* Jeżeli n. p. siła działa na wolny koniec belki wmurowanej drugim końcem w ścianę, belka ugnie się, zmieniając swój kształt i swą objętość. Zależnie od rodzaju zewnętrznego działania, odkształcenia mogą być rozmaite: zgięcie, ścieśnienie, wydłużenie, skręcenie i t. p.

69. Wytrzymałość. Żadne jednak ciało nie posiada nieograniczonej wytrzymałości na działanie sił zewnętrznych. Jeżeli siła przekroczy pewną wartość, cząstki ciała odrywają się od siebie trwale: ciało pęka, łamie się, rozrywa i t. p. Powiadamy wtedy, żeśmy przekroczyli *granicę wytrzymałości* danego ciała.

Weźmy n. p. cienki a długi drut, umocowany u góry, a u dołu obciążony pewnym ciężarem. Zwiększając ciężar możemy sprawić, że drut się rozerwie. Gdybyśmy wzięli drut o przekroju dwa razy większym, rozerwałby się on dopiero pod obciążeniem dwa razy większem, gdyż byłby wtedy przybliżenie równoważnym dwu jednakowym drutom, podłużnie z sobą spojonym.

Jeżeli drut o przekroju a centymetrów kwadratowych zrywa się wtedy, gdy siła dochodzi do wartości P *Kg*, to powiadamy, że wytrzymałość drutu wynosi $\frac{P}{a}$ *Kg* na centymetr kwadratowy. Chcąc więc znaleźć wytrzymałość jakiegoś ciała, dzielimy obciążenie zrywające przez przekrój. Różne ciała mają różne wytrzymałości. Tak n. p. wytrzymałość stali na rozerwanie wynosi od 7000 do 10000 $\frac{Kg}{cm^2}$, drzewa od 400 do 600 $\frac{Kg}{cm^2}$, miedzi od 4000 do 4100 $\frac{Kg}{cm^2}$.

70. Ciśnienie i napięcie. Z powyższego wynika, że miarą działania czynników zewnętrznych na ciało jest stosunek wielkości działającej siły do wielkości pola powierzchni, na którą siła działa. Mała stosunkowo siła może sprawić nawet znaczny skutek, jeżeli działa na odpowiednio małą powierzchnię, n. p. na bardzo cienki drut. Jeżeli wielkość siły wynosi P, a wielkość pola powierzchni, na którą ona działa równomiernie, jest a, to stosunek $\frac{P}{a}$ daje miarę niejako zagęszczenia siły na tem polu; nazywamy go miarą natężenia ciśnienia, albo krótko *ciśnieniem*. Dla odróżnienia od siły P oznaczać będziemy ten stosunek znakiem p.

Ażeby uwydatnić różnicę między „siłą“ a „ciśnieniem“, przypomnijmy sobie różnicę wrażeń, jakich doznajemy, przyciskając n. p. do ręki, siłą kilku gramów, raz krążek wielkości monety, drugi raz tą samą siłą cienki koniec szpilki.

Warstwa piasku nasypana na stół wywiera nań ciśnienie; woda ciśnie na dno zbiornika, para na ściany kotła, powietrze na ziemię i t. p.

Jeżeli siła usiłuje rozerwać ciało, powiadamy, że wtedy ciśnienie jest ujemne; nazywamy je wtedy *napięciem*.

Przypuśćmy dla przykładu, że zbiornik mający poziome dno a pionowe ściany, zawiera 30 kilogramów wody. Ciśnienie na dno będzie oczywiście zależne od jego wielkości. Jeżeli np. pole dna wynosi 1500 cm^2, natenczas ciśnienie $= \frac{30}{1500} = 0{,}02 \frac{Kg}{cm^2}$, albo $20 \frac{Gr}{cm^2}$, albo $19620 \frac{dyn}{cm^2}$.

Ciśnienie mierzy się tedy nie miarami siły, lecz osobną miarą, której jednostką jest „jednostka siły na jednostkę pola“, a więc $\frac{Kg}{m^2}$, albo $\frac{Gr}{cm^2}$, $\frac{dyna}{cm^2}$ i t. p.

Ciśnienie, które powietrze atmosferyczne wywiera na powierzchnię ziemi, wynosi w przybliżeniu 1033·3 $\frac{Gr}{cm^2}$; ciśnienie to bywa często używane jako jednostka pod nazwą *atmosfery*. W technice pod nazwą „atmosfery kilogramowej“ używają częściej jednostki 1 $\frac{Kg}{cm^2}$.

71. Sprężystość. W przypadkach, gdy siła zewnętrzna działa na ciało ciśnieniem albo napięciem znacznie mniejszem od granicy wytrzymałości, odkształcenie przez nią wywołane będzie tylko przemijającem; zniknie, gdy siła działać przestanie. Tę własność ciał samodzielnego uwalniania się odkształcenia po odjęciu zewnętrznych działań nazywamy ich *sprężystością*.

Jako przykład ciała sprężystego wymienimy kauczuk, który nawet po znacznem wydłużeniu ściąga się do pierwotnej długości; dalej sprężyny stalowe, kule z kości słoniowej i t. d.

Własności ciała sprężystego tłómaczymy tem, że wskutek zmiany wzajemnego położenia jego części występują wewnętrzne ciśnienia lub napięcia, usiłujące je sprowadzić do tych położeń, jakie zajmowały pierwotnie, przed przyłożeniem sił. W stanie równowagi, po odkształceniu, ciśnienia wewnętrzne są zrównoważone zewnętrznemi. Jeżeli te ostatnie znikają, zostają tylko wewnętrzne, które sprowadzają ciało do pierwotnego kształtu i pierwotnej objętości.

72. Wydłużenie prętów. Drut o długości L *cm*, o przekroju a *cm*², zawieszony na górnym końcu, obciążamy u dołu małym stosunkowo ciężarem P. Pod wpływem działającego napięcia $p = \frac{P}{a}$ drut przedłuży się o malutką długość l *cm*. Cały materjał jego ulegnie zmianie ustroju. Widać natychmiast, że zmiana ta byłaby taką samą w drucie o długości tylko $\frac{L}{2}$, przedłużonym o $\frac{l}{2}$. Miarą tej zmiany nie jest tedy l, lecz stosunek $\frac{l}{L} = \lambda$, zwany „*wydłużeniem*“ drutu. Doświadczenie uczy, że wydłużenie to jest proporcjonalne do działającego w materjale drutu napięcia p, t. j., że

$$p = \varepsilon\lambda, \text{ czyli } \frac{P}{a} = \varepsilon \frac{l}{L},$$

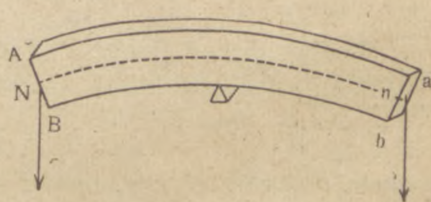
gdzie ε oznacza spółczynnik stały, zależny tylko od rodzaju ma-

terjału drutu. Wielkość ta nazywa się *modułem sprężystości na wyciąganie* tego materjału.

Drut stalowy, o długości 1 *m*, którego przekrój wynosi 1 mm^2, przedłuża się pod działaniem 21 *Kg* o 1 *mm*. Stąd znajdujemy, że w stali $\varepsilon = \frac{p}{\lambda} = \frac{21000}{0{\cdot}01}\frac{Gr}{cm^2} : \frac{1}{1000} = 2100 \times 10^6 \frac{Gr}{cm^2}$. Wartość tej samej stałej wynosi w miedzi 1250×10^6, w mosiądzu 1000×10^6, w szkle 650×10^6, w ołowiu 180×10^6 tych samych jednostek. Zależy zresztą ona od temperatury, sposobu otrzymania materjału (czy metal jest w stanie twardym, czy wyżarzonym, a miękkim) i t. p.

Drut wyciągany nietylko się wydłuża, lecz równocześnie zwęża w kierunku poprzecznym. Jednocześnie zwiększa się naogół jego objętość. Można to okazać następującym doświadczeniem. Weźmy rurę kauczukową u dołu zamkniętą, a u góry połączoną z rurką szklaną; obie są napełnione wodą. Zobaczymy wtedy, że podczas wyciągania rury poziom wody w rurce szklanej spada. Zwiększyła się więc pojemność rury kauczukowej, a zarazem jej objętość.

Ta sama wartość spółczynnika ε stosuje się także do prętów (słupów i t. p.) ściskanych podłużnie; λ oznacza wtedy miarę skrócenia. Od tegoż samego spółczynnika zależy również sprężyste oddziaływanie zginanych prętów, belek i t. p. Widać to natychmiast, skoro się zważy, że materjał belki (ryc. 78) można uważać jako wiązkę równoległych włókien, z których jedne, na wypukłej stronie łuku, ulegną przy zgięciu całości wydłużeniu, na wklęsłej — skróceniu. Przedziela je t. zw. warstwa obojętna *Nn* ani wydłużona ani skrócona.



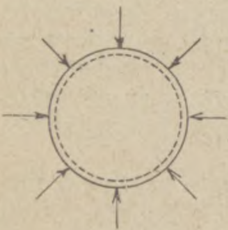
Ryc. 78.

73. **Prawo Hooke'a.** Już w r. 1675 Hooke na podstawie doświadczeń postawił prawo ogólne, że podobnie prosty związek między ciśnieniem a odkształceniem, jak przy wyciąganiu, jest ważny dla wszelkich rodzajów odkształceń, byleby te ostatnie były bardzo nieznaczne. Związek ten nazywa się prawem Hooke'a; można go wyrazić ogólnie w sposób następujący: *ciśnienie wzrasta proporcjonalnie do odkształcenia;* albo stosunek ciśnienia do odkształcenia w tem samem ciele sprężystem jest wielkością stałą. Stosunek ten nazywa się *modułem sprężystości* danego materjału, dla uważanego rodzaju odkształcenia; prawo Hooke'a możemy tedy wyrazić równaniem:

$$\text{Moduł sprężystości} = \frac{\text{ciśnienie}}{\text{odkształcenie}}.$$

Wszelkie rodzaje odkształcenia są albo połączone ze zmianą objętości, a więc i gęstości materjału, albo też dotyczą tylko postaci, a nie zmieniają objętości, albo nakoniec (jak w przypadku wydłużenia) są złożone zarówno ze zmian postaci, jak i ze zmian objętości. Korzystnem jest te dwa zasadnicze rodzaje odkształceń wziąć za podstawę rozważań i wszelkie objawy sprężystości sprowadzić do dwu głównych modułów: modułu sprężystości objętościowej (σ) i postaciowej (τ).

74. Odkształcenie objętościowe. Odkształcenie samej tylko objętości ma miejsce wtenczas, gdy objętość ciała się zmienia, a postać zostaje podobna do pierwotnej. N. p. ciało mające postać kuli (ryc. 79), odkształcone przez jednostajne ciśnienie albo napięcie, zamienia się na kulę mniejszą lub większą. Zmiana, jakiej przy tem ulega materjał kuli, określona jest stosunkiem zmiany objętości do objętości pierwotnej. Stosunek ten nazywa się *zgęszczeniem albo rozszerzeniem* (Θ). Jeżeli objętość pierwotna v zmieniła się na v' mamy:



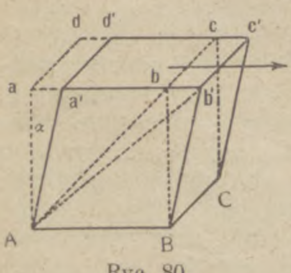
Ryc. 79.

$$\frac{v'-v}{v} = \Theta.$$

Według prawa Hooke'a Θ jest proporcjonalne do wielkości ciśnienia p, które sprawiło zgęszczenie. Możemy więc napisać wzór:

$$p = \sigma\Theta,$$

w czem σ oznacza t. zw. *moduł ściśliwości* materjału; im większa jego wartość, tem trudniej ściśliwym jest dany materjał. W stali $\sigma = 1700 \times 10^6 \frac{Gr}{cm^2}$, w miedzi 1600×10^6, w szkle 400×10^6, w kauczuku 0.63×10^6 tych jednostek. Ponieważ Θ, jak wogóle miary odkształcenia, jest liczbą niemianowaną, przeto moduł σ i inne moduły sprężystości wyrażają się w jednostkach ciśnienia.



Ryc. 80.

75. Odkształcenie postaci. Wyobraźmy sobie kostkę sześcienną $a\,b\,c\,d\,A\,B\,C$ (ryc. 80), przyklejoną jedną ścianą do stołu. Jeżeli górną jej podstawę $a\,b\,c\,d$ ciągnąć będziemy siłą P do niej *równoległą,* w kierunku jednej pary krawędzi, pochyli się ona (skręci) i zamieni na równoległościan skośny $a'\,b'\,c'\,d'\,A\,B\,C$. Jeżeli to odkształcenie jest bardzo małe, jak bę-

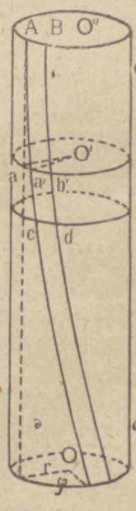
dziemy stale zakładali, natenczas wysokość równoległościanu będzie niemal równa pierwotnej wysokości kostki; objętości ich będą zatem jednakowe, zmieni się tylko kształt ciała. Miarą tego odkształcenia, które nazywamy *skręceniem prostem*, jest stosunek wzajemnego przesunięcia się dwu warstw równoległych do ich odległości, a zatem n. p. stosunek aa' do aA. Oznaczywszy wartość skręcenia przez α, mamy: $\alpha = \frac{aa}{aA}$, co równa się w przybliżeniu kątowi aAa' wyrażonemu w mierze łukowej.

Jeżeli p jest ciśnieniem równoległem do podstawy, które wywołuje skręcenie, to mamy znowu na mocy prawa Hooke'a związek:

$$p = \tau\alpha,$$

w czem τ oznacza t. zw. moduł sprężystości postaciowej albo inaczej *moduł sztywności* materjału. Im większa jego wartość, tem sztywniejszym jest materjał, tem trudniej jest zmienić jego postać.

W celu wyznaczenia modułu sztywności używamy długich drutów lub rur o przekroju kolistym. Wyobraźmy sobie cienkościenną rurę o długości L (ryc. 81), u góry przytwierdzoną, której dolny koniec obróciliśmy o kąt φ, n. p. za pomocą stosownie przytwierdzonej dźwigni, momentem o wielkości M. Jeżeli dolny koniec rury obrócił się o kąt φ, wtedy każdy przekrój pośredni obróci się o kąt proporcjonalny do odległości od stałego końca, a więc n. p. przekrój O' w odległości $O'O''$ o kąt $aO'a' = \frac{\varphi}{L}\, O'O''$. Każda prosta Aa równoległa pierwotnie do osi pręta zamieni się wskutek tego na smukłą linję śrubową Aa', a każda cząstka n. p. $a'b'cd$ materjału rury ulegnie widocznie skręceniu prostemu, każda o ten sam kąt $\alpha = \frac{aa'}{O'O''} = \frac{r\cdot\frac{\varphi}{L}\cdot O'O''}{O'O''} = r\frac{\varphi}{L}$, w czem r oznacza promień rury. Każda cząstka, która uległa skręceniu α, wywiera ciśnienie $p = \alpha\tau$, równoległe do przekroju, a prostopadłe do promienia rury. Moment wszystkich tych ciśnień w dolnym przekroju jest zrównoważony momentem zewnetrznym M. Mamy zatem: $M = p \times$ przekrój materjału rury $\times r = p\,.\,2\pi r\delta\,.\,r$, w czem δ oznacza (bardzo małą) grubość ściany. Dalej: $M = \alpha\tau\,.\,2\pi r^2\delta = \frac{r\varphi}{L}\,.\,\tau\,.\,2\pi r^2\delta = \frac{2\pi r^3\delta\varphi}{L}\,.\,\tau$.



Ryc. 81.

Podobnym rachunkiem można znaleźć, że wielkość momentu, potrzebnego do skręcenia pełnego drutu o przekroju kolistym (promień R) o kąt φ, wynosi: $\tau\,\frac{\pi R^4}{2L}\,.\,\varphi$. Można to wyrażenie otrzymać, uważając pręt pełny jako złożony z systemu cienkich spółosiowych rur.

Zadanie. Na drucie o długości L, średnicy $2R$, sztywności τ zawieszono bryłę o momencie bezwładności B, liczonym względem osi drutu. Obliczyć okres wahań T, jakie ona będzie wykonywała, gdy obróciwszy ją około tej

osi o mały kąt, pozostawimy ją działaniu sprężystości drutu. *Odp.* $T=2\pi\sqrt{\frac{B}{D}}$, w czem wartość momentu kierującego wynosi według powyższego $D=\frac{\pi R^4\tau}{2L}$.

Z pomiarów nad skręceniem drutów znaleziono, że moduł sztywności w stali wynosi $\tau = 810 \times 10^6 \frac{Gr}{cm^2}$, w miedzi 460×10^6, w szkle 260×10^6, w kauczuku 0·003 i t. d.

76. Ciała równo- i różnokierunkowe. Dwa zasadnicze moduły sprężystości (σ i τ) wystarczają do określenia sprężystego oddziaływania ciała tylko wtedy, jeżeli wszystkie kierunki danej bryły są sobie równoważne. Ciała takie (n. p. szkło powoli studzone) nazywamy *równokierunkowemi* (izotropowemi). Gdybyśmy z bryły takiej wykroili kulę, nie możnaby sprawdzić żadną próbą ani fizyczną ani chemiczną, jak ona w bryle leżała. W większości ciał stałych istnieją jednak kierunki wyróżniające się od innych czy to pod względem sprężystej reakcji, jak wydłużenie, skręcenie i t. p., czy też pod względem innych objawów fizycznych, jak n. p. przewodzenie ciepła, prędkość światła i t. p. W takich ciałach zwanych *różnokierunkowemi* (n. p. drzewo, w którem kierunek włókien odznacza się wśród innych), określenie reakcji sprężystej wymaga większej liczby stałych. Kula z takiego materjału, poddana jednostajnemu ciśnieniu, zmienia się wogóle na elipsoidę o trzech nierównych osiach. Mogą zresztą zachodzić rozmaite stopnie symetrji. Elipsoida ta może n. p. być obrotową, bądź wydłużoną, bądź spłaszczoną. Do ciał różnokierunkowych pod względem reakcji sprężystej należą wszystkie kryształy.

77. Odkształcenie trwałe: plastyczność i kruchość. Prawo Hooke'a stosuje się tylko w przypadku, gdy odkształcenie jest naogół niezmiernie małe. Jeżeli odkształcenie przekracza pewną wartość, zwaną *granicą sprężystości* uważanego ciała, wtedy, choć siła działać przestanie, ciało nie przyjmie dokładnie tej samej objętości i postaci, jaką posiadało pierwotnie. Pozostanie w ciele odkształcenie trwałe; ciało ulega trwałej zmianie swych własności.

Jeżeli wskutek takich odkształceń trwałych postać i objętość ciała mogą ulec znacznej zmianie, zanim nastąpi zerwanie związku cząstek, wtenczas ciało nazywamy *plastycznem* (n. p. wosk lub ołów). Ciało natomiast, które przy odkształceniach nie wiele większych od granicy sprężystości pęka, kruszy się, rozrywa lub łamie, nazywa się *kruchem* (n. p. szkło, hartowna stal i t. p.).

ROZDZIAŁ II.

Ciecze.

78. **Określenie płynów.** Wszelką materję, nie mającą sprężystości postaci ($\tau = o$), nazywamy płynem. Płyn nie posiada zatem własnej trwałej postaci, lecz przyjmuje kształt naczynia, w którem jest zawarty; nie stawia też trwałego oporu siłom usiłującym postać jego zmienić.

Rozróżniamy zazwyczaj płyny dwojakiego rodzaju: *ciecze* (woda, alkohol, rtęć i t. d.), które mają przynajmniej pozornie określoną, do masy proporcjonalną objętość, zależną, w małym zresztą stopniu, od temperatury i od ciśnienia zewnętrznego, pod jakim się znajdują i *gazy* (wodór, tlen, powietrze i t. p.), czyli płyny „rozprężliwe", które rozprężają ściany naczyń, w których zawarte być muszą i całą ich pojemność wypełniają.

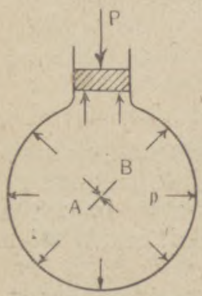
Jeżeli w jakimkolwiek płynie umieścimy deszczułkę, do której płyn dobrze przylega i poddamy ją działaniu siły równoległej do jej płaskiej powierzchni, wówczas płyn nie zdoła takiej siły zrównoważyć, jakkolwiek małąby ona była; nie mając bowiem sprężystości postaci, nie wytworzy żadnej reakcji sprężystej, przeciwdziałającej tej sile. Nastąpi wtedy zawsze ruch deszczułki i przylegającego do niej płynu; w tym ruchu spotykamy naogół opór, warstwa bowiem płynu, pociągana przez deszczułkę, trze o warstwę następną płynu i t. d. Opór ten jednak, zwany *lepkością* płynu, trwa tylko tak długo, jak długo ruch się odbywa i znika, gdy ruch ustaje. W różnych płynach opór ten bywa różny; w lepkich jak smoła, syrop, gliceryna, większy niż w ruchliwych jak woda, alkohol, dalej powietrze i inne gazy i t. p.

Jeżeli skierujemy narazie uwagę wyłącznie na zjawiska, w których płyn znajduje się w równowadze, niema potrzeby uwzględniać lepkości cieczy.

Rozdział fizyki, zajmujący się prawami równowagi płynów, nazywa się *hydrostatyką*, jeżeli jest mowa o cieczach, lub *aerostatyką*, gdy jest mowa o gazach. *Hydrokinetyka* i *aerokinetyka* przeciwnie zajmują się zjawiskami ruchu cieczy i gazów.

79. **Prawo Pascala.** Rozważać będziemy naprzód warunki równowagi ciał ciekłych i to w dwu tylko przypadkach: 1) gdy na ciecz nie działają żadne siły zewnętrzne, prócz ciśnień na jej powierzchnię, 2) gdy nadto uwzględnia się własny ciężar cieczy.

Do pierwszego z tych przypadków odnosi się prawo *Pascala*, którego treść jest następującą: Wyobraźmy sobie ciecz zawartą w naczyniu jakiejkolwiek postaci (ryc. 82), mającem walcowatą szyjkę z przylegającym szczelnie tłokiem. Na tłok działamy z zewnątrz siłą *P*. Ciecz każda jest ściśliwą (ust. 80), wskutek zgęszczenia wywiązuje reakcję sprężystą. Usiłując wrócić do pierwotnej objętości, prze na ściany naczynia *we wszystkich kierunkach jednakowo*, na podobieństwo sprężyny, działającej przestrzennie. Ponieważ zaś nie posiada sprężystości postaci, przeto prze na każdą część ściany, *w kierunku do niej prostopadłym*. Także dwie części w samejże cieczy, przylegające do siebie wzdłuż jakkolwiek położonego pola *AB*, cisną się nawzajem, prostopadle do tego pola. Cała masa cieczy zachowuje po zgęszczeniu doskonałą jednolitość i równokierunkowość. Cała masa, zarówno jak każda jej część, jest w tym samym stosunku zgęszczona. Możemy przedstawić sobie całą jej masę jakby zbiorowisko drobnych, śliskich, jednakowo zgęszczonych kuleczek, z których każda uciska wszystkie sąsiednie i jest przez nie uciskana (jakby masa zarenek ikry, tłoczona w naczyniu). Temu obrazowi prawo Pascala daje wyraz następujący: *ciśnienie p jest we wszystkich częściach masy ciekłej i na jej powierzchni jednakowe* czyli, jak się zwykło mówić: ciśnienie rozchodzi się w cieczy równomiernie.



Ryc. 82.

Wartość tego ciśnienia wynika z uwagi, że ciśnienie cieczy na jednostkę pola tłoka jest również *p*, jak wszędzie we wnętrzu. Jeśli pole tłoka mierzy *a* jednostek kwadratowych, wtedy całkowite parcie cieczy na tłok będzie *pa*, a jeśli ma być równowaga, wtedy siła *P*, działająca na tłok z zewnątrz, musi mieć tę samą wartość, skąd

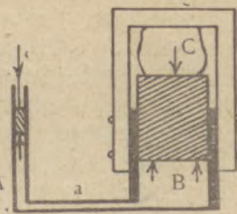
$$1)\quad P = pa$$

$$2)\quad p = \frac{P}{a}.$$

Dla większej jasności nazywać będziemy *p* ciśnieniem, zaś siłę *P parciem* cieczy.

Prawo Pascala objaśnia dobrze przyrząd mający liczne zastosowania w technice, t. zw. *prasa hydrauliczna*. Dwa naczynia walcowate *A* i *B*

(ryc. 83), jedno o małym, drugie o dużym przekroju, połączone są rurą a; w obu umieszczone są tłoki. Całość wypełniona jest cieczą, np. wodą. Wciskając mniejszy tłok nawet małą siłą, wywieramy na duży tłok siłę większą w takim stosunku, w jakim pole większego tłoka jest większe od pola mniejszego. Siłę tę zrównoważy odpór prasowanego ciała C. Na każdy bowiem cm^2 tłoka wielkiego ciecz ścieśniona wywiera ciśnienie tej samej wielkości, z jaką jest uciskany 1 cm^2 tłoka małego. Jeżeli np. pole małego tłoka wynosi 1 cm^2, pole większego 1000 cm^2, to jeden kilogram na małym tłoku zrównoważy 1000 *Kg*, leżących na tłoku dużym.

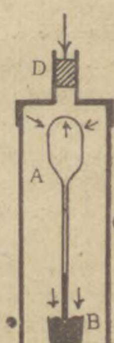


Ryc. 83.

Nie będziemy tu opisywali szczegółów budowy prasy hydraulicznej. Podamy tylko, że przyrząd ten, jak każda machina, powiększając siłę, nie pomnaża wcale pracy. Istotnie, jest widocznem, że skoro woda wyparta przez mały tłok musi pomieścić się pod drugim, przeto zysk na sile będzie iść w parze ze stratą na wielkości przesunięcia.

80. Ściśliwość cieczy. Już uczniowie Galileusza próbowali, czy woda dałaby się zgęścić. Zgniatali w tym celu wydrążoną metalową kulę pełną wody, starając się ją spłaszczyć młotem na kowadle. Doświadczenie to miało jednak ten tylko skutek, że woda przedostawała się drobnemi kropelkami nazewnątrz przez pory metalu.

Inaczej postąpili Canton (r. 1762), a następnie Oerstedt. W ich doświadczeniach ciecz znajdowała się w szklanej bańce A (ryc. 84), opatrzonej wąską szyjką obróconą nadół; otwarty jej koniec zanurzał się w miseczce B napełnionej rtęcią. Bańka A razem z miseczką B stoją na dnie szklanego walca C napełnionego wodą, na którą wywiera się ciśnienie za pośrednictwem tłoka D. Ciśnienie to, rozchodząc się jednostajnie w masie cieczy, ciśnie zarówno na bańkę, jak i na powierzchnię rtęci, którą usiłuje wcisnąć w głąb szyjki. Ponieważ ciała stałe są mniej ściśliwe aniżeli ciecze, przeto zmniejszenie się objętości cieczy w bańce będzie większe, aniżeli zmniejszenie się pojemności samej bańki; wskutek tego ciecz cofa się do góry w szyjce, a słupek rtęci wchodzi na jej miejsce.



Ryc. 84.

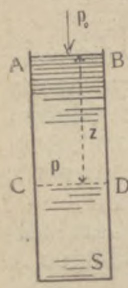
W ten sposób przekonano się, że każda atmosfera dodana do zwyczajnego ciśnienia zmniejsza objętość wody o $\frac{1}{20000}$ część objętości pierwotnej (20 litrów pod ciśnieniem atmosferycznem zajmuje o 1 cm^3 mniejszą objętość pod ciśnieniem 2 atmosfer). Alkohol jest dwa razy, eter trzy razy więcej ściśliwym od wody, rtęć natomiast 15 razy mniej. Ponieważ jedna atmosfera równa się 1033 $\frac{Gr}{cm^2}$, możemy z tych

danych obliczyć moduł ściśliwości wody. Mamy bowiem (ust. 74)

$$\sigma = \frac{P}{\Theta} = \frac{1033}{\frac{1}{20000}} = 20\cdot7 \times 10^6 \frac{Gr}{cm^2}.$$

81. Ciśnienie wywołane przez ciężar cieczy. W poprzedzającym ustępie pomijaliśmy wpływ własnego ciężaru cieczy, gdyż w wielu przypadkach (np. w prasie hydraulicznej) ciśnienia, wynikające z ciężaru, są znikome wobec ciśnień zewnętrznych. Wtedy według prawa Pascala ciśnienie jest wszędzie jednakowe, co oczywiście nie będzie się stosowało, skoro się uwzględni własny ciężar cieczy. Każda bowiem cząstka cieczy dźwiga na sobie ciężar całego słupa cieczy, który na niej spoczywa i wskutek tego ją uciska.

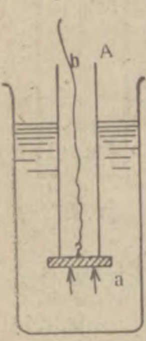
Obliczmy ciśnienie p, jakiego doznaje warstwa CD (ryc. 85) cieczy, zawartej w naczyniu walcowem o ścianach pionowych. Przekrój poprzeczny naczynia oznaczymy przez a cm^2. Jeżeli wysokość słupa cieczy, na tej warstwie się wznoszącej, wynosi $AC = z$, a ciężar właściwy cieczy jest δ, to ciężar całej kolumny, uciskającej uważaną warstwę, wynosi $Q = z\,a\,\delta$. Każdy więc centymetr warstwy ulega ciśnieniu $p = \frac{Q}{a} = z\delta$.



Ryc. 85.

Ciśnienie wynikające z ciężaru cieczy jest wprost proporcjonalne do głębokości uważanego punktu i do ciężaru właściwego cieczy, albo: różnica ciśnień w dwu punktach cieczy, różniących się głębokością o z, wynosi δz.

Gdyby na swobodną powierzchnię cieczy AB działało zewnętrzne ciśnienie p_0 (np. ciśnienie otaczającego powietrza), to w myśl zasady Pascala dodawałoby się ono w warstwie CD do ciśnienia, wynikającego z ciężaru. Całkowite ciśnienie w tej warstwie wynosiłoby wtedy $p = p_0 + z\delta$.



Ryc. 86.

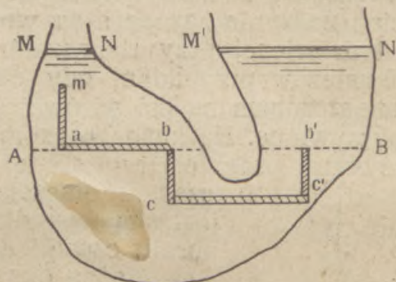
Każda malutka cząstka w uważanej warstwie cieczy jest działaniem tego ciśnienia równomiernie zgęszczona i prze na otaczające ją cząstki równomiernie *na wszystkie strony*. Stąd wynika, że 1) ściany naczynia w C i D doznają również ciśnień w kierunku *prostopadłym*, o wielkości takiej, jaka panuje w uważanej warstwie; 2) że każda taka cząstka ciśnie także w kierunku *od dołu do góry*.

O istnieniu ciśnienia do góry można się przekonać doświadczeniem następującem: w naczynie z cieczą zanurzamy rurę A (ryc. 86) z ruchomem dnem a, które naprzód przytrzymujemy zapomocą nitki b. Po zanurzeniu można nitkę puścić swobodnie, a dno nie odpadnie. Nie odpadnie nawet wtedy, gdy do wnętrza rury nalejemy cieczy, byle poziom jej wewnątrz rury był niższy, aniżeli nazewnątrz.

Twierdzenie powyższe, określające zależność ciśnienia od głębokości w cieczy ciężkiej, a jednolitej, jest ważne nietylko wtedy, gdy naczynie ma postać pionowego walca, lecz stosuje się ogólnie do *naczyń wszelakich kształtów:*

1) We wszystkich cząstkach cieczy leżących w tej samej płaszczyźnie poziomej panuje to samo ciśnienie, o ile od jednej cząstki można przejść do drugiej, nie wychodząc z cieczy.

2) W dwu cząstkach tej samej cieczy, leżących w różnych głębokościach pod powierzchnią cieczy, ciśnienia różnią się o iloczyn z różnicy głębokości z przez ciężar właściwy cieczy δ, choćby te cząstki nie leżały na jednym pionie, byle od jednej z tych cząstek można było przejść do drugiej, nie wychodząc z cieczy.



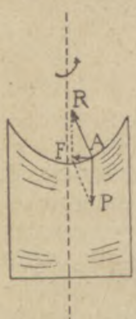
Ryc. 87.

Uzasadnienie tych twierdzeń opiera się na zasadzie stosowanej często w statyce płynów. Jeśli płyn pozostaje w równowadze, wtedy równowaga ta nie będzie naruszoną, skoro wyobrazimy sobie, że ciecz cała albo jakakolwiek jej cząstka krzepnie na bryłę stałą, nie zmieniając przytem ani postaci ani ciężaru swego. Skoro bowiem w stanie równowagi cząstki są względem siebie nieruchome, to nicby się nie zmieniło, gdyby one utraciły zdolność do przesuwania się względem siebie. Weźmy więc na uwagę niezmiernie cienki, poziomo leżący słupek cieczy $a\ b$, w naczyniu o postaci zupełnie dowolnej (ryc. 87). W stanie równowagi parcia otaczającej cieczy na obie prostopadłe do osi podstawy takiego pręta stałego musiałyby być jednakowe, zatem ciśnienia cieczy w a i b są równe, jakkolwiek pionowe słupy cieczy, wznoszące się nad a i b nie są jednakowo wysokie.

Na końcach znowuż pionowego słupka ma albo bc albo $b'c'$ różnica parć otaczającej cieczy musi być równa własnemu ciężarowi słupka $= a\, z\, \delta$, w czem a oznacza jego przekrój. Stąd wynika, że różnica ciśnień w dwu punktach różniących się wysokością o z, będzie $p - p' = z\,\delta$. Oczywiście jest rzeczą obojętną, czy te dwa punkty leżą na jednym pionie, jak m i a, czy też nie, jak m i b'. W ogólności, żeby znaleźć różnicę ciśnień w dwu jakkolwiek położonych punktach w tej samej, nieprzerwanej masie ciekłej, połączymy je linją schodkowatą, złożoną z odcinków poziomych i pionowych. Na pionowych ciśnienie przyrasta albo ubywa, zależnie od tego, czy idziemy w głąb, czy do góry, proporcjonalnie do ich długości — poziome nie liczą się wcale.

82. Zwierciadło cieczy. Cząstki leżące na powierzchni masy ciekłej, a nie dotykające się ścian naczynia, stanowią t. zw. zwierciadło albo swobodną powierzchnię cieczy. W stanie równowagi powierzchnia ta musi być w każdem miejscu prostopadła do kierunku wypadkowej sił zewnętrznych, działającej w tem miejscu na cząstkę cieczy. W przeciwnym razie cząstka ta płynęłaby wzdłuż powierzchni. Jeśli *jedyną* siłą jest ciężkość, zwierciadło musi być poziome. W naczyniach małych rozmiarów może ono być uważane za płaszczyznę; ściśle biorąc, jest zawsze lekko zakrzywione, jak powierzchnia oceanu. W pobliżu ścian naczynia zaznacza się wpływ sił molekularnych; powiemy o tem więcej przy rozważaniu zjawisk t. zw. włoskowatości. Również w przypadku, gdy ciecz obraca się, np. w naczyniu umieszczonem na osi wirówki (ryc. 88), zwierciadło cieczy jest zakrzywione. Na każdą cząstkę cieczy, np. na cząstkę *A*, działa wówczas, prócz ciężaru *AP* tej cząstki, siła *AR*, pochodząca od cząstek otaczających. Wypadkowa sił *AP* i *AR* jest siłą dośrodkową, niezbędną dla utrzymania obrotu cząstki *A*.

Można okazać, że zwierciadło tworzy wtedy powierzchnię zwaną paraboloidą obrotową.

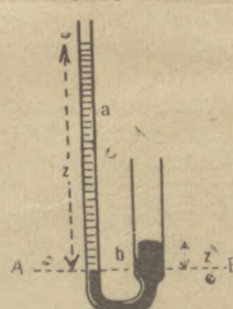


Ryc. 88.

83. Naczynia połączone. Zwierciadło cieczy leży w jednej płaszczyźnie poziomej i wtedy, gdy naczynie zawierające jednolitą ciecz składa się z dwu lub więcej części połączonych z sobą. Wynika to wprost z twierdzenia, podanego w ustępie 81. Twierdzenie to można bowiem odwrócić i powiedzieć, że wszystkie punkty cieczy, w których panuje jednakowe ciśnienie, muszą leżeć na jednym poziomie. Ponieważ zwierciadło cieczy jest powierzchnią, gdzie działa wszędzie jednakowe ciśnienie (otaczającej atmosfery), więc musi ono tworzyć jedną płaszczyznę poziomą, jakakolwiek byłaby zresztą postać takich naczyń połączonych (ryc. 89).

Rozważmy teraz przypadek, gdy ciecz w naczyniu połączonem nie jest jednolitą; nalejmy do naczynia dwie nie mieszające się ciecze, np. rtęć i wodę. W stanie równowagi ciecze te ułożą się tak, jak wskazuje ryc. 90. Ciecz lżejsza wznosi się do wyższego poziomu, aniżeli cięższa. Od pewnych punktów (np. od *a*) nie można


Ryc. 89.

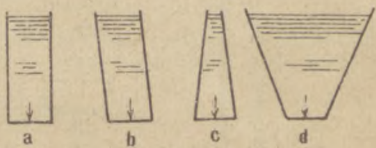


Ryc. 90.

przejść do innych (np. do *b*), nie opuszczając wody. A zatem nie można do tych dwu punktów stosować twierdzenia podanego w ustępie 81. Natomiast można je stosować do punktów leżących np. w przekroju *AB*, przeprowadzonym przez powierzchnię zetknięcia wody z rtęcią. Stąd wynika, że ciśnienie w *A* jest takie samo jak w *B*. Na przekrój *A* ciśnie woda w lewem ramieniu ciśnieniem $p_0 + z\delta$; na przekrój *B* ciśnie rtęć ciśnieniem $p_0 + z'\delta'$; z i z' są to wysokości obu cieczy, liczone od przekroju *AB*, zaś δ i δ' oznaczają ciężary właściwe wody i rtęci. W stanie równowagi ciśnienia te równoważą się wzajemnie, skąd wynika $z\delta = z'\delta'$, albo $\frac{z}{z'} = \frac{\delta'}{\delta}$, t. j. *wysokości słupów dwóch cieczy, równoważących się w naczyniu dwuramiennem, liczone od wspólnej powierzchni zetknięcia się, mają się odwrotnie, jak ciężary właściwe tych cieczy.*

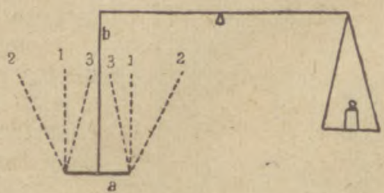
Twierdzenie to jest ważnem bez względu na to, jaki kształt posiada naczynie, byleby ono nie było tak wąskie, iżby zaznaczał się silnie wpływ sił molekularnych.

84. **Parcie cieczy na ściany naczyń.** Ciecz zawarta w naczyniu prze na jego ściany ciśnieniem, którego wielkość zależy od głębokości uważanego punktu ściany; dno naczynia, o ile jest poziome, doznaje ciśnienia o wielkości $z\delta$ (na jednostkę pola, ust. 79), w czem z oznacza jego głębokość pod zwierciadłem. Jeżeli pole dna wynosi a cm^2, to całkowite parcie cieczy na dno będzie $P = a\delta z$.



Ryc. 91.

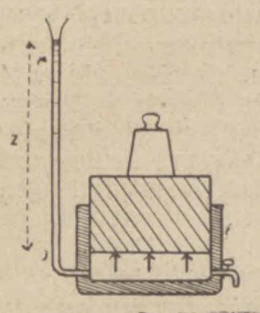
Widzimy, że parcie cieczy na dno *nie zależy od postaci naczynia*, a więc także od ilości zawartej w niem cieczy; ono zależy wyłącznie od ciężaru właściwego cieczy, od głębokości dna pod zwierciadłem i od wielkości pola dna. W naczyniach *a*, *b*, *c*, *d* (ryc. 91), mających dna jednakowej wielkości, a napełnionych cieczą do tej samej wysokości, parcia są jednakowe, pomimo, że pojemności tych naczyń są różne.



Ryc. 92.

Niezależność parcia cieczy na dno od postaci naczynia można wykazać doświadczeniem w sposób następujący: Na jednem ramieniu wagi (ryc. 92) zawieszona jest zwykła szalka, zrównoważona płaskim krążkiem *a*, przywiązanym na nici *b* do ramienia drugiego. Krążek *a* służy jako ruchome dno naczyń o różnych kształtach, a jednakowych u dołu przekrojach np. 11, 22, 33 i t. p. Kładziemy na prawej szalce ciężarek, do naczynia zaś dolewamy cieczy; krążek nie odpadnie dopóty, dopóki parcie

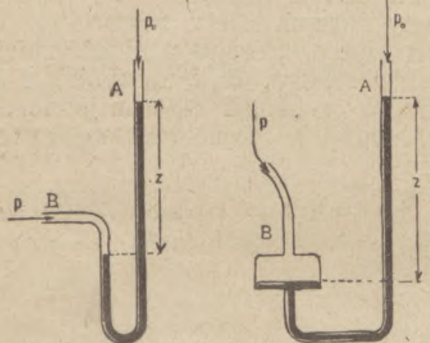
cieczy nie stanie się większe od ciężaru ciężarka. Otóż powtarzając doświadczenie z różnemi naczyniami, można się przekonać, że woda zaczyna się wylewać wtedy, gdy poziom jej dojdzie do pewnej wysokości, tej samej we wszystkich naczyniach.



Ryc. 93.

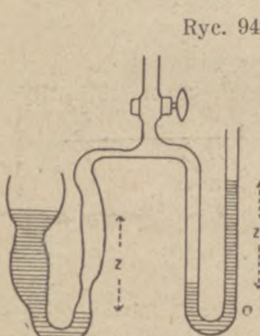
Na podstawie prawa o niezależności całkowitego parcia na dno od ilości cieczy można zbudować przyrządy, w których wielkie ciśnienia wywoływane są stosunkowo małą ilością cieczy. Np. ryc. 93 okazuje szerokie walcowate naczynie, zamknięte tłokiem i połączone z długą, a wąską pionową rurką. Odrobina wody, dolana do tej rurki, wywiera potężne parcie na tłok. Dostrzeżemy z łatwością podobieństwo tego przyrządu do prasy hydraulicznej.

85. Manometry. Opierając się na prawach wyłożonych w poprzednich ustępach, możemy mierzyć wszelkie ciśnienia, np. ciśnienia gazów zamkniętych w zbiornikach, ciśnienie (prężność) pary w kotle parowym i t. p., przez zrównoważenie ich ciśnieniem, wywołanem przez słup jakiejś cieczy. Do takich pomiarów używa się przyrządów zwanych *manometrami.*



Ryc. 94.

Manometr jest to naczynie dwuramienne, zwykle szklane, złożone z dwu pionowych (mniej więcej) rur, o jednakowej albo niejednakowej szerokości (ryc. 94). Zwykły jego kształt przypomina literę *U.* Napełnia się je wodą, rtęcią albo inną cieczą nielotną, znanego ciężaru właściwego δ. Jedno ramię *B* łączy się ze zbiornikiem, zawierającym gaz, który wywiera na ciecz ciśnienie p, mające się zmierzyć. Drugie, otwarte *A*, wystawione jest na ciśnienie atmosfery p_0.



Ryc. 95.

Jest rzeczą jasną, że różnica ciśnień $p-p_0$ równoważy się ciśnieniem słupa cieczy o wysokości z, liczonej *od dolnego zwierciadła cieczy do górnego.* Będzie tedy zawsze

$$p-p_0=z\delta,$$

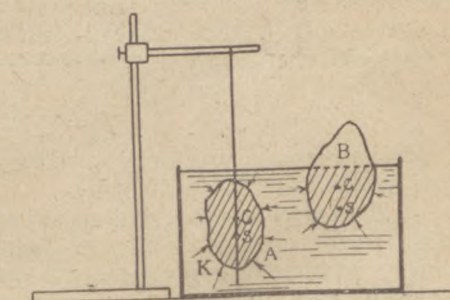
jakikolwiekby był kształt manometru, choćby zupełnie nieregularny, jak to okazuje przesadnie ryc. 95. Ażeby stąd znaleźć p, należy osobno wymierzyć ciśnienie atmosfery p_0, do czego używa się barometru (ust. 102), który w istocie swej jest również manometrem.

Zazwyczaj chodzi nam nie o bezwzględną wartość ciśnienia p gazu, lecz o nadwyżkę jego ponad ciśnienie atmosferyczne, t. j. o różnicę $p - p_0 = z\delta$. Często nadwyżkę tę wyrażamy wprost wysokością z słupka wzniesionej cieczy. Miara ta nosi miano *wysokości ciśnienia*, mierzonego słupem danej cieczy. Zazwyczaj określa się ją w rtęci lub w wodzie; mówi się np. o ciśnieniu „20 centymetrów rtęci". Znaczy to, że ciśnienie to, albo nadwyżka ciśnienia, wynosi $z\,\delta = 20 \,.\, 13{\cdot}596 = 271{\cdot}92$ Gramów na centymetr kwadratowy (gdyż $13{\cdot}596 \frac{Gr}{cm^3}$ wyraża ciężar właściwy rtęci w temperaturze 0°).

Chcąc wyrazić ciśnienie w miarach bezwzględnych, należy znać natężenie g siły ciężkości. Albowiem ciężar właściwy = gęstość $\times\, g$. A więc np. ciśnienie, zrównoważone przez 1 *cm* rtęci, posiada u nas wartość: $1 \times 13{\cdot}596 \times 981$, czyli $13340 \frac{dyn}{cm^2}$. Wysokość tego ciśnienia w rtęci wynosi 1 *cm*, w wodzie 13·6 *cm*.

Zamiast opisanych tu manometrów hydrostatycznych używa się w praktyce, gdy chodzi o mierzenie wielkich ciśnień (np. w kotłach parowych) manometrów sporządzonych całkowicie z metalu. Ciśnienie działa na sprężystą blaszkę albo rurkę i wygina ją mniej lub więcej, zależnie od wielkości. Wygięcia te przenosi się w powiększeniu zapomocą nierównoramiennych dźwigni na skazówkę, poruszającą się przed podziałką, wskazującą wprost atmosfery. Podziałkę tę sporządza się empirycznie przez porównanie z wielkim manometrem hydrostatycznym. Ciśnienie np. 10 atmosfer równoważy się słupem rtęci blisko 8 metrów wysokim.

86. Parcie cieczy na ciała zanurzone. *Zasada Archimedesa.* Podobnie jak ściany naczyń, tak i powierzchnia ciał zanurzonych w cieczy, bądźto całkowicie, bądź częściowo (ryc. 96 *A*, *B*), doznaje od cieczy ciśnień, wszędzie w kierunku prostopadłym do powierzchni. Ponieważ ciśnienia te w myśl wzoru $p = \delta z$ działałą z większem natężeniem na części powierzchni głębiej w cieczy zanurzone, przeto składają się one na wypadkowe parcie, działające na ciało do góry.



Ryc. 96.

Archimedes dowiódł około roku 220 przed Chr., *że parcie to jest równoważne jednej sile, działającej na ciało w kierunku pionowym do góry, a równej ciężarowi cieczy, wypartej przez ciało; punktem przyłożenia tej siły jest środek przestrzeni, z której ciecz została przez ciało wyparta.*

Oznaczywszy przez V objętość cieczy wypartej przez ciało,

przez δ ciężar właściwy cieczy, wreszcie przez P całkowite parcie, które ciecz wywiera na ciało w kierunku pionowym do góry, możemy wyrazić prawo Archimedesa wzorem:

$$P = V\delta.$$

Ażeby przekonać się o prawdziwości tego prawa, pomyślmy, że przestrzeń, z której ciecz została przez ciało wypartą, zapełniono tąże samą cieczą (usunąwszy ciało). Wszystko będzie wtedy w równowadze. Równowaga nie byłaby też zakłócona, gdyby ta wprowadzona na miejsce ciała ciecz skrzepła na bryłę stałą, zachowując swoją postać, objętość i ciężar (ust. 81). Siły, utrzymujące tę część cieczy w równowadze, są następujące: 1) jej własny ciężar, działający w środku ciężkości C, który jest zarazem środkiem przestrzeni, zajmowanej przedtem przez zanurzoną część ciała; 2) ciśnienia cieczy otaczającej, te same, które przedtem działały na powierzchnię ciała. Wypadkowa tych ciśnień czyli parcie otaczającej cieczy równoważy więc ciężar cieczy zajmującej miejsce ciała, który działa w pukcie C. Z tego powodu parcie musi równać się temu ciężarowi i działać pionowo do góry, w linji przechodzącej przez C, jak tego wymaga prawo Archimedesa. Punkt C nazywamy *środkiem* ciśnienia.

Prawo Archimedesa można też wyprowadzić z zasady zachowania energji. Przypuśćmy mianowicie, że ciało o ciężarze Q zanurzone całkowicie w cieczy, podnosimy do góry tak, żeby środek ciężkości wzniósł się o z *cm*. Przez to energja potencjalna wzrosła o $z\,Q$. Równocześnie ze wzniesieniem ciała spada jednak na dół na jego miejsce ciecz, zajmująca tę samą objętość, mająca zatem ciężar $V\delta$; wskutek tego energja potencjalna maleje o $V\delta z$. Energja całego układu wzrasta więc o $Qz - V\delta z$. Ażeby więc podnieść ciało powolnym ruchem na wysokość z, musimy użyć takiej siły P, iżby jej praca Pz równała się $Qz - V\delta z$: stąd wynika:

$$P = Q - V\delta.$$

Ciało zanurzone w cieczy wydaje się tedy o $V\delta$ lżejszem, aniżeli waży istotnie (w próżni).

Z zasady akcji i reakcji wynika nadto, że jeżeli ciecz prze ciało zanurzone do góry, to jednocześnie wywierać ona musi parcie w kierunku przeciwnym na naczynie, które jej służy za oparcie. Istotnie, naczynie, w którem zanurzyliśmy ciało, wydaje się o tyle cięższem, ile waży wyparta ciecz.

Prawo Archimedesa można okazać doświadczalnie zapomocą tak zwanej hydrostatycznej wagi. Jest to zwykła waga, której jedna szalka zaopatrzona jest haczykiem do przywiązywania różnych ciał. Ciało takie, wiszące na nitce, zrównoważamy najpierw ciężarkami na drugiej szalce. Jeżeli następnie podstawimy szklankę z cieczą tak, iżby ciało zanurzyło się całkowicie, wtedy przeważy druga szalka; żeby znów nastąpiła

równowaga, należy na pierwszej położyć tyle ciężarków, ile waży ciecz w objętości zanurzonego ciała.

Można też na jednej szalce zwykłej wagi postawić naczynie z cieczą i zrównoważyć je odpowiedniemi ciężarkami. Jeżeli następnie zanurzymy w cieczy jakie ciało zawieszone na oddzielnym statywie, szalka z naczyniem opadnie, wskutek reakcji cieczy na naczynie.

87. **Warunki pływania statycznego.** Na ciało umieszczone w cieczy działa wedle powyższego, oprócz ciężaru Q, siła wypadkowa $P=V\delta$, w kierunku temu ciężarowi wprost przeciwnym. Jeżeli ciężar ciała jest mniejszy od ciężaru $V\delta$ wypartej cieczy (np. korek w wodzie), wtedy wypadkowa sił Q i P działać będzie do góry, ciało uniesie się, wreszcie wypłynie na wierzch i wynurzy się częściowo z cieczy. W miarę wynurzania się zmniejsza się parcie, jakie ciecz wywiera na ciało. Nastąpi przeto równowaga, skoro parcie cieczy P zrówna się z ciężarem ciała Q. Powiadamy wówczas, że ciało pływa na cieczy. *Ciężar ciała pływającego jest więc równy ciężarowi cieczy przez nie wypartej.* Prawo to stanowi pierwszy warunek równowagi ciała pływającego na cieczy (równowaga sił). Nadto należy uwzględnić warunek drugi, żeby wypadkowy moment sił działających na ciało był równy zeru (równowaga momentów). Warunek ten w zastosowaniu do ciała pływającego wymaga, żeby punkty przyłożenia sił Q i P, t. j. środek ciężkości ciała S i środek ciśnienia C, znajdowały się na tej samej linji pionowej. Równowaga ciała pływającego swobodnie będzie trwałą, jeżeli ciało odchylone nieco z położenia równowagi, a następnie oswobodzone, wróci napowrót do tego położenia. Zdarza się to zawsze, gdy środek ciężkości leży poniżej środka ciśnień. Celem zapewnienia równowagi trwałej obniża się środek ciężkości okrętów i t. p. przez umieszczenie na dnie ciężkich przedmiotów (balastu).

88. **Mierzenie ciężarów właściwych.** Na podstawie zasady Archimedesa można mierzyć ciężary właściwe różnych ciał stałych lub ciekłych. Używa się w tym celu wagi hydrostatycznej i areometrów.

Przypuśćmy, że mamy ciało pełne o objętości V, z materjału jednolitego, którego ciężar właściwy jest δ. Ciężar tego ciała $Q=V\delta$ możemy określić zapomocą ważenia. Zważmy je powtórnie na wadze hydrostatycznej w cieczy o ciężarze właściwym δ'. Znajdziemy teraz ciężar pozorny

$$Q'=Q-V\delta'=V(\delta-\delta'), \text{ skąd}$$

$$1)\quad \delta=\frac{Q}{Q-Q'}\,\delta',$$

albo

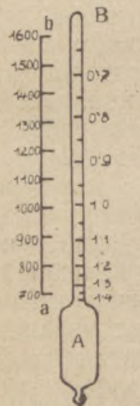
$$2)\quad \delta'=\frac{Q-Q'}{Q}\,.\,\delta,$$

albo nakoniec

$$3)\ V=\frac{Q}{\delta}.$$

Tą drogą możemy zatem określić ciężar właściwy ciała ważonego, jeśli znany jest ciężar właściwy cieczy (woda) lub naodwrót; można też wymierzyć objętość V ciała nawet nieregularnej postaci.

Do szybkiego wyznaczenia gęstości cieczy używamy areometru (ryc. 97). Przyrząd ten jest zastosowaniem twierdzenia o pływaniu ciał; to samo ciało zanurza się w różnych cieczach tem głębiej, im rzadszą jest ciecz. W myśl wzoru $Q=V\delta$ albo $V=\frac{Q}{\delta}$, objętość zanurzona jest odwrotnie proporcjonalną do gęstości cieczy. Można zatem na szyjce przyrządu umieścić podziałkę, której kreski wskazują wprost ciężary właściwe badanych cieczy. (Na rycinie podziałka z prawej strony. Z lewej są wskazane objętości.)



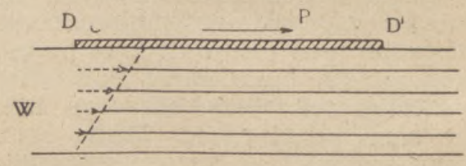
Ryc. 97.

Ciężar właściwy roztworów (sól w wodzie albo spirytus w wodzie) zależy od ilości rozpuszczonego ciała. Zamiast ciężarów właściwych można tedy na szyjce areometru zaznaczyć wprost stosunek procentowy rozpuszczonego ciała. Areometry takie mają różne nazwy (alkoholometr, sacharymetr i t. p.), zależnie od tego, do jakiego roztworu są przeznaczone.

89. Tarcie wewnętrzne cieczy. Przesuwanie cząstek cieczy obok siebie nie wywołuje żadnej trwałej reakcji sprężystej; ciecze, jak wiadomo, są zupełnie pozbawione sztywności. Podczas ruchu takiego występuje atoli oddziaływanie przemijające, cząstki trą się o siebie; oddziaływanie to nazywa się *tarciem wewnętrznem* albo *lepkością* cieczy. Jeżeli poruszymy np. wiosłem wierzchnią warstwę wody, pociągnie ona za sobą — przez tarcie — warstwy głębsze. Podobnież woda, zakłócona w szklance, uspokaja się rychło sama przez się; cząstki, przylegające do ściany, nieruchome, działają bowiem przez tarcie wstrzymująco na cząstki wewnętrzne. Tarcie poruszających się jedna po drugiej warstw ciekłych różni się jednak zasadniczo od tarcia o siebie dwu ciał stałych. W cieczy występuje ono tylko podczas względnego ruchu cząstek, znika, gdy ruch ustaje, nie jest nigdy tarciem statycznem. Ciało stałe, położone na pochyłej desce, nie zsunie się, dopóki pochylenie nie dojdzie do wartości kąta tarcia (ust. 37). Ciecze (woda, syrop, smoła i t. d.) w tych samych warunkach będą spływały nadół, nawet przy najmniejszem pochyleniu podstawy. Woda spłynie najszybciej, smoła bardzo powoli. Tarcie wewnętrzne różnych cieczy jest tedy bardzo różnem. Poruszanie wiosła albo dłoni

w wodzie albo w syropie spotyka niesłychanie mały opór, dopóki ruch jest powolny; opór ten, wynikający z tarcia się cząstek między sobą, wzrasta w miarę zwiększenia się względnej ich prędkości.

Ilościowo można określić tarcie różnych cieczy, jak następuje: wyobraźmy sobie poziome koryto (ryc. 98), napełnione cieczą. Wierzchnią warstwę cieczy wprowadzamy w ruch, włócząc po powierzchni deską *DD'*. Nawet gdy ruch deski będzie jednostajny, wypadnie użyć w tym celu siły *P* równoległej do powierzchni, celem przezwyciężenia wewnętrznego tarcia cieczy.



Ryc. 98.

Każda warstwa pociąga za sobą następną niższą taką samą siłą, jaką deska ciągnie warstwę wierzchnią i jest nawzajem przez niższą tą samą siłą hamowana. Doświadczenie uczy, że siła *P*, działająca między takiemi dwiema warstwami, jest proporcjonalna do różnicy prędkości ich ruchu. Jeżeli tedy w warstwie o grubości *l cm* ta prędkość względna (różnica prędkości obu podstaw) wynosi *v*, wtedy będzie

$$P = \mu a \frac{v}{l},$$

w czem μ oznacza spółczynnik, zależny tylko od rodzaju cieczy, większy w syropie, mniejszy w wodzie, zaś *a* wielkość pola warstwy, do którego siła *P* będzie oczywiście także proporcjonalną. Ciśnienie (w tym razie równoległe do powierzchni) obliczone na jednostkę pola warstwy wynosi tedy $p = \frac{P}{a} = \mu \frac{v}{l}$. Spółczynnik μ, zwany krótko „*lepkością*“ cieczy, jest równy liczebnie sile stycznej, która powinna działać na jednostkę pola warstwy płynu o grubości 1 *cm*, żeby górna powierzchnia tej warstwy poruszała się z prędkością o 1 $\frac{cm}{sek}$ większą, niż dolna, bo istotnie $P = \mu$, gdy $v = 1$, $a = 1$, $l = 1$.

Ażeby określić ruch jakiej cząstki w cieczy, pod działaniem sił zewnętrznych (ciężkość i t. p.), należy obok tych sił uwzględnić jeszcze parcie, jakiego ona doznaje od cząstek otaczających, a oprócz tego jeszcze siły, wynikające z tarcia, z czego się okazuje, że w cieczach poruszających się, a lepkich, ciśnienie niekoniecznie będzie prostopadłe do powierzchni uciskanej, jak to było w hydrostatyce. Siły, wynikające z tarcia, są w różnych cieczach różne do tego stopnia, że, gdy np. woda wylewa się z przechylonej szklanki bystrym strumieniem, smoła

lub syrop wyciekają w tych samych warunkach wolno ciekącemi strugami.

Działanie sił tarcia sprawia, że prawa ruchów różnych cieczy bywają bardzo różnorodne i bardzo zawiłe; są one też tylko w przybliżeniu znane, w przeciwstawieniu do praw hydrostatyki, które stosują się jednako do cieczy ruchliwych jak lepkich, a są tak ścisłe, że na ich podstawie można było urządzać ścisłe narzędzia miernicze, jak manometry, barometry i t. p.

90. **Różne rodzaje ruchu cieczy.** Ruchy płynów możemy podzielić na postępowe i obrotowe, podobnie jak to czynimy w przypadku ruchu ciał stałych. Jeżeli wszystkie cząstki płynącej cieczy zachowują niezmienną podczas ruchu orjentację, wtenczas ruch jest wyłącznie postępowy. Ruch taki nazywamy *prądem* albo *strumieniem*. Powiadamy, że prąd jest stały, jeżeli w każdej części przewodzącego ciecz koryta panuje ustawicznie ten sam rodzaj ruchu. Takim jest ruch rzeki, gdy woda nie przybiera ani nie opada, strumień wody z kurka wodociągu i t. p.; w przeciwnym razie prąd jest zmienny. *Linją prądu* nazywa się tor jakiejkolwiek cząstki płynącej cieczy. Jeżeli prąd jest stały, linje prądu są niezmienne: wszystkie cząstki, idące wślad za pierwszą, postępują tym samym torem. Linję prądu można uwidocznić, jeżeli np. do płynącej wody rzucimy nieco farby; rozciągnie się ona wtedy w nitkę, przedstawiającą wiązkę linij prądu czyli tak zwaną *strugę*.

Przez każdy przekrój przewodu, prowadzącego prąd stały, przepływa w jednostce czasu ta sama objętość cieczy; w przeciwnym bowiem razie ciecz gromadziłaby się w niektórych miejscach koryta, przeto prąd nie byłby stałym. Objętość cieczy, przepływająca w jednostce czasu przez każdy przekrój prądu, nazywa się jego *wydatkiem*. Jeżeli wszystkie cząstki w uważanym przekroju poruszają się z tą samą prędkością v, wtedy wydatek prądu równa się oczywiście iloczynowi va, w czem a oznacza pole przekroju; z uważanego przekroju wysuwa się bowiem w jednostce czasu masa cieczy mająca taką objętość, jak walec o podstawie a i wysokości v.

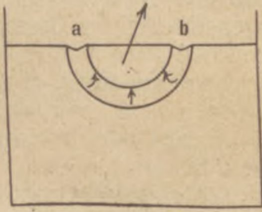
Różne cząstki, przepływające jednocześnie przez ten sam przekrój, mają zazwyczaj prędkości różne. *Prędkością średnią* w uważanym przekroju nazywa się wtedy iloraz wydatku przez przekrój.

W prądzie, płynącym w przewodzie o zmiennym przekroju, średnie prędkości są w różnych przekrojach niejednakowe, większe w wąskich, mniejsze w szerokich, jak to widać w rzece, w której najbystrzejszy prąd jest tam, gdzie koryto się zwęża. Weźmy dwa przekroje o wielkościach a i a', którym odpowiadają średnie prędkości v i v'. Ponieważ wydatek prądu jest wszędzie jednakowy, mamy równanie $va = v'a'$, albo $\frac{v}{v'} = \frac{a'}{a}$. *Śred-*

nie prędkości są zatem odwrotnie proporcjonalne do pól przekrojów.

Jeżeli cząstki płynu obracają się w czasie ruchu, wtedy ruch ten nazywamy *wirowym*, to zaś miejsce cieczy, gdzie istnieje ruch wirowy, nazywa się krótko *wirem*. Jeżeli w sąsiedztwie wiru rzucimy w ciecz lekkie ciało, np. słomkę, będzie się ona także obracać, co jest naocznym dowodem istnienia wirów w cieczy.

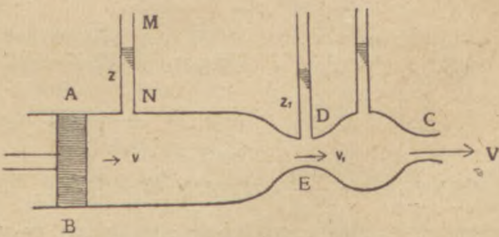
Wiry tworzą się z łatwością w takich miejscach, gdzie cząstki płynące obok siebie mają prędkości różniące się znacznie, np. przy załomach prądu, przy nagłych jego zwężeniach lub rozszerzeniach i t. p. Ruch obrotowy powstaje wówczas wskutek wzajemnego tarcia cząstek. W płynie doskonałym, nie mającym lepkości, wiry nie mogłyby się tworzyć; albowiem na każdą cząstkę takiego płynu działałyby wyłącznie ciśnienia prostopadłe do powierzchni, które obrotu wywołać nie mogą. Nawzajem, gdyby z jakichkolwiek powodów utworzył się wir w płynie doskonałym, to znowu dla braku tarcia nie mógłby sam przez się ustać. W przypadku ogólnym cząstki cieczy wykonywują ruch zarówno postępowy jak i obrotowy.



Ryc. 99.

Linja łącząca osi obrotu wirujących cząstek nazywa się linją wirową. Półkoliste, kończące się na powierzchni cieczy (w *a* i *b*, ryc. 99), wiry można łatwo wywołać muśnięciem powierzchni, np. łyżką. Końce wiru zaznaczają się wtedy na powierzchni dołeczkami, poruszającemi się naprzód w kierunku ruchu łyżki jak na ryc. 99. Wiry, leżące całkowicie we wnętrzu cieczy, muszą zawsze tworzyć obwody zamknięte. Takiemi są znane dobrze pierścienie dymu, puszczane przez palaczy. Pospolicie wiry bywają bardzo nieregularne i splątane z prądami.

91. Ruch cieczy pod wpływem ciśnień zewnętrznych. Przy badaniu ruchu cieczy możemy — podobnie jak w hydrostatyce — rozróżnić dwa przypadki: po pierwsze, gdy ruch jest wywołany działaniem ciśnień, działających na zewnętrzną powierzchnię cieczy (np. w sikawce), po wtóre, gdy płyn porusza się pod wpływem własnego ciężaru.



Ryc. 100.

Weźmy przewód poziomy w kształcie rury *AC* (ryc. 100), napełnionej cieczą i zaopatrzonej tłokiem *AB*. Jeżeli wywrzemy na tłok nacisk i poruszymy go naprzód, ciecz wytryśnie ujściem *C* przewodu. Ciśnienie tłoka jest w tym razie jedyną siłą zewnętrzną, poruszającą ciecz, albowiem ciężkość nie wchodzi w grę z powodu, że ruch odbywa się w ogólności poziomo.

Jeżeli przewód, naogół krótki, posiada wszędzie przekrój

tak szeroki, iżby można było zaniedbać opór, wynikający z tarcia, jaki ciecz w nim napotyka, wtedy łatwo jest znaleźć zależność prędkości wytrysku od wielkości ciśnienia. Albowiem w takim razie praca wykonana przez tłok idzie całkowicie na wytworzenie energji kinetycznej wytryskającej cieczy. Ilekroć bowiem przekrój ujścia jest mały w porównaniu z przekrojem przewodu, prędkość wytrysku będzie duża w porównaniu z prędkościami, panującemi w innych przekrojach; energja kinetyczna będzie niemal całkowicie zawarta w tej części cieczy, która wytryska ujściem. Oznaczmy prędkość wytrysku przez V, zaś gęstość cieczy przez d. Jeżeli wydatek prądu (będzie on stałym w przypadku, gdy tłok porusza się jednostajnie) oznaczymy przez W, wytworzona w jednostce czasu energja kinetyczna płynu wynosi $\frac{1}{2} Wd\, V^2$. Obliczmy pracę, jaką wykonywa jednocześnie tłok. Oznaczmy w tym celu jego przekrój przez a, prędkość jego ruchu jednostajnego przez v, ciśnienie zaś, jakie wywiera na ciecz, przez p. Praca wykonana w jednej sekundzie wynosi $p\,a.\,v$, czyli pW. Ponieważ ta praca idzie na wytworzenie energji ruchu cieczy, możemy napisać równanie: $\frac{1}{2}WdV^2 = pW$, albo $p = \frac{1}{2}dV^2$.

Zależność tę można wyrazić jeszcze inaczej. Niechaj z oznacza miarę manometryczną czyli „*wysokość*“ ciśnienia p, wywieranego na ciecz za pośrednictwem tłoka; z oznacza zatem wysokość do jakiej wzniósłby się słup cieczy w rurce manometrycznej MN (ryc. 100), wstawionej w boczną ścianę przewodu, tuż za tłokiem. Według praw hydrostatycznych (ust. 81) będzie wtedy

$$p = z\, d\, g.$$

Powyższy związek można zatem napisać

$$z\, d\, g = \frac{1}{2}dV^2 \text{ albo}$$

$$z = \frac{V^2}{2g} \text{ albo nakoniec}$$

$$V = \sqrt{2gz}.$$

Zważywszy, że $\frac{V^2}{2g}$ oznacza wysokość, do której wyleciałoby jakiekolwiek ciało, rzucone do góry w próżni, z prędkością początkową V (ust. 20), czyli t. zw. „wysokość prędkości V“, widzimy, że $\frac{V^2}{2g}$ wyraża „*wysokość prędkości wytrysku*“; możemy więc powiedzieć, że *w cieczy bez tarcia wysokość prędkości wypływu równa się wysokości ciśnienia wywartego na ciecz;* albo

jeszcze inaczej: „wysokość ciśnienia z zamienia się na wysokość prędkości $\frac{V^2}{2g}$". Gdyby zatem ujście było skierowane do góry, otrzymalibyśmy wodotrysk sięgający do wysokości z.

Skierujmy teraz uwagę na przekrój DE przewodu w tem miejscu, gdzie on jest cokolwiek przewężony, gdzie zatem prędkość ruchu cieczy wzrasta. Ciśnienie p w tym przekroju musi być *mniejsze*, niż ciśnienie w tylnej szerszej części przewodu. Jeśli bowiem ciecz ma tu nabywać większej prędkości $= v_1$, musi być koniecznie ztyłu popychaną. Wzrost energji kinetycznej cieczy, która płynęła naprzód przez walcowatą część rury (prędkość v), a dostaje się do przekroju DE, wynosi (w jednostce czasu) $\frac{1}{2} Wd(v_1{}^2 - v^2)$, w czem W oznacza wydatek prądu. Wzrost ten równa się pracy ciśnienia tylnego pW, pomniejszonej o pracę zużytą na przezwyciężenie ciśnienia p_1, działającego zprzodu, równą $p_1 W$. Zatem będzie

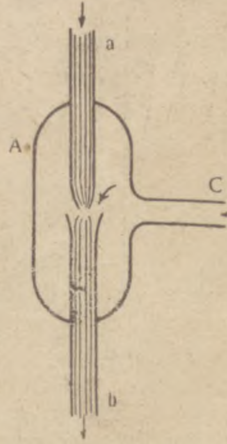
$$\tfrac{1}{2}Wd(v_1{}^2 - v^2) = W(p - p_1), \text{ czyli}$$

$$p + \tfrac{1}{2}dv^2 = p_1 + \tfrac{1}{2}dv_1{}^2.$$

Wyraziwszy ciśnienie p i p_1 przez równoważne im wysokości $p = zdg$ i $p_1 = z_1 dg$, podbnie jak to uczyniliśmy wyżej, możemy poprzedzające równanie napisać w następujący sposób:

$$\frac{v^2}{2g} + z = \frac{v_1{}^2}{2g} + z_1.$$

Suma wysokości prędkości i wysokości ciśnienia we wszystkich przekrojach przewodu poziomego, przewodzącego stały prąd bez tarcia, posiada tę samą wartość; o ile tedy wysokość prędkości się zwiększa, o tyleż spada wysokość ciśnienia.

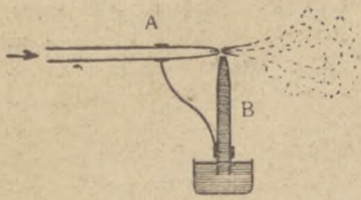


Ryc. 101.

Gdybyśmy w jakiemkolwiek miejscu przewodu przebili otwór, ciecz wytryskałaby nim do wysokości, równej wysokości ciśnienia, działającego w danem miejscu, o ile ciśnienie wewnątrz cieczy jest większe od atmosfery. Może się jednak zdarzyć, że w częściach znacznie zwężonych ciśnienie będzie mniejsze, aniżeli w otaczaczającem powietrzu; wtedy ciecz nietylko nie wytryskałaby przez otwór, zrobiony w przewodzie, lecz naodwrót, zewnętrzne powietrze byłoby wessane przez prąd przebiegający.

Na tej zasadzie polega przyrząd, zwany aspiratorem Bunsena (ryc. 101), służący do rozrzedzania powietrza w naczyniach zamkniętych. W bańkę szklaną A, opatrzoną bocznym przewodem c, wlutowane są dwie pionowe

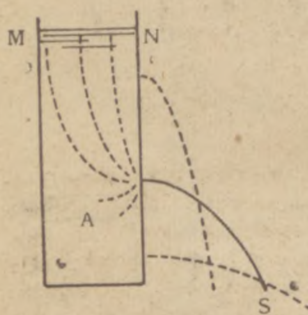
rurki szklane *a* i *b*, jedna zakończona zwężonym dzióbkiem, druga obejmującym go lejkiem. Rurkę *a* łączymy z ujściem prądu wody, np. z kurkiem wodociągu. Wskutek nagłego zwężenia w końcu rurki ciśnienie w prądzie spada niżej od atmosferycznego; powietrze ze zbiornika zostaje w ten sposób wciągnięte do wody, a następnie wraz z wodą uchodzi przez rurkę *b*.



Ryc. 102.

Też same zasady stosują się, przynajmniej naogół, także do ruchu gazów. Strumień powietrza, dmuchany przez zwężone ujście poziomej rurki *A*, tak zwanego *rozpylacza* (ryc. 102), płynąc przez otaczające spokojne powietrze, rozszerza się tuż za ujściem, co możnaby uwidocznić odrobiną dymu, domieszanego do powietrza. W części zwężonej tego strumienia ciśnienie jest o tyle zniżone, że w podstawionej rurze manometrycznej *B* woda zostaje wessana do góry i rozbita na drobne kropelki.

92. Wypływ cieczy pod działaniem własnego ciężaru. Wyłożone powyżej zasady ruchu cieczy w przewodach poziomych wystarczają niekiedy do zdania sobie sprawy z ruchu cieczy, wynikającego z własnego jej ciężaru. Weźmy np. naczynie *A* (ryc. 102), w którego ścianie przebito mały otwór. Ciecz wytryska otworem z pewną prędkością v, tem większą, im większa jest głębokość otworu pod zwierciadłem; można to poznać po kształcie linji parabolicznej *S*, jaką zakreśla wytryskający strumień. Jeżeli w miarę wypływu cieczy zasilać będziemy zbiornik cieczą tak, żeby poziom zwierciadła był ciągle jednakowo wysoki, prędkość wypływu będzie stała.



Ryc. 103.

Przypuśćmy, że głębokość otworu pod zwierciadłem *MN* wynosi z. Ciśnienie, działające w cieczy w bliskości otworu, gdzie jednakże prędkość cząstek jest jeszcze nieznaczna, mieć będzie wartość statyczną $z\,d\,g$. Ruch cieczy będzie się oczywiście odbywał tak samo, jak gdyby to ciśnienie było wywołane nie ciężarem cieczy, lecz działaniem jakiegoś odpowiedniego tłoka. Na mocy poprzedniego możemy zatem napisać odrazu równanie

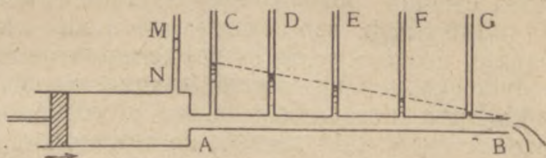
$$v^2 = 2gz,$$

które, nawiasem mówiąc, wyraża nic innego, jak to, że strata energji potencjalnej cząstki m, spadającej od zwierciadła do otworu ($= m\,g\,z$), jest równa nabytej energji kinetycznej $\frac{1}{2}mv^2$. Wszystko to stosuje się tylko w przybliżeniu, o ile ciecz jest

dostatecznie ruchliwa. W dodatku widać, że prędkość wypływu nie zależy wcale od gęstości cieczy. Tak np. rtęć wypływać będzie (pominąwszy różnicę tarcia) równie szybko, jak woda.

Twierdzenie powyższe wykryte zostało w roku 1647 przez Torricelliego, ucznia Galileusza i nosi jego nazwę. Gdyby ciecz, wypływając z otworu, tworzyła żyłę walcowatą, o takim samym co i otwór przekroju *a*, wydatek otworu, czyli objętość wody, wypływającej przezeń w sekundzie, wynosiłby oczywiście *va*. Pomiary okazują, że rzeczywisty wydatek jest znacznie mniejszy. Pochodzi to między innemi stąd, że strumień wypływający nie ma postaci regularnego walca i w bliskości otworu zwęża się. Cząstki bowiem cieczy, napływając do otworu ze wszystkich stron, tworzą żyłę zwężającą się naprzód; przekonano się, że wydatek rzeczywisty wynosi w przybliżeniu 0·6 *a v*.

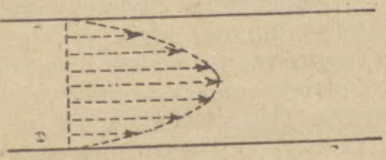
93. Opory w przewodach. W poprzedzających rozważaniach, dotyczących ruchu cieczy, pominęliśmy zupełnie wpływ tarcia cieczy; dlatego stosują się one tylko w przybliżeniu i tylko do rur krótkich, a szerokich; w przewodach nieco dłuższych, a wąskich wpływ tarcia jest bardzo wydatny; nie wolno go pomijać, nawet gdyby chodziło o ciecze ruchliwe. Weźmy np. przewód *AB* (ryc. 104) o przekroju jednostajnym, prosty albo zlekka zakrzywiony. W takim przewodzie prędkość ruchu jest we wszystkich przekrojach jednakowa; z poprzedniego wynikałoby więc, że ciśnienie powinno być wszędzie jednakowe, a mianowicie takie jak u ujścia, t. j. równe ciśnieniu otaczającej atmosfery. W rzeczywistości jest inaczej. Jeżeli w kilku punktach rury umieścimy pionowe manometry *C*, *D*, *E*, *F*, *G*, a zatkawszy ujście wywierać będziemy na ciecz tłokiem ciśnienie *p*, wtedy ciecz podniesie się we wszystkich manometrach do tej samej wysokości, wskazującej nadwyżkę ciśnienia, wywieranego przez tłok, nad ciśnieniem atmosferycznem. Gdy następnie otworzymy ujście i puścimy trwały prąd przez rurę, to tylko w ostatnim manometrze tuż przy ujściu ciecz spadnie zupełnie, w innych natomiast zatrzyma się tem wyżej, im bardziej są one odległe od ujścia rury. W przewodzie więc utworzy się jednostajny *spad ciśnienia* od początku rury aż do ujścia, jak to wykazuje kropkowana linja na rysunku.



Ryc. 104.

W szczególności już na początku rury, w manometrze *C*, ustali się znaczne ciśnienie, potrzebne widocznie do tego, żeby

przezwyciężyć opór całego przewodu AB. Wysokość słupa cieczy w tym pierwszym manometrze nazywa się *wysokością oporu* całego przewodu. Jak łatwo zrozumieć, wysokość oporu będzie tem większa, im dłuższy i węższy jest przewód, a nadto im *większa prędkość* w strumieniu cieczy. Istotnie, poruszając tłok szybciej, dostrzegamy, że wysokość oporu, wskazana przez pierwszy manometr, wzrośnie. Jednocześnie podwyższy się oczywiście słup cieczy w rurce MN, mierzący całkowite ciśnienie, pędzące prąd. Wysokości słupów w MN i w C będą się zawsze różniły o wysokość powstającej w A prędkości.



Ryc. 105.

Zjawisko przepływu cieczy przez rury jest szczególnie proste w bardzo wąskich, tak zwanych włoskowatych rurkach. W takich jedynie rurkach ruch cieczy odbywa się zupełnie prawidłowo, każda cząstka posuwa się po linji równoległej do osi rurki. W przewodach szerokich natomiast, zwłaszcza w szybkim prądzie, drogi cząstek bywają częstokroć rozmaicie zakrzywione, a obok ruchu postępowego tworzą się wiry, zależne od przypadkowych nierówności ścian. W rurkach włoskowatych ciecz porusza się w taki sposób, że zewnętrzna jej warstwa przylega nieruchomo do ścian rurki, podczas gdy głębsze części cieczy poruszają się tem prędzej, im bliżej osi się znajdują. Jeżeli więc podzielimy ciecz w myśli na warstwy współosiowe z rurą (rys. 105 przedstawia podłużny przekrój takiej okrągłej rury wzdłuż osi; strzałki przedstawiają prędkości różnych cząstek cieczy), wówczas zrozumiemy, że każda z tych warstw ślizga się na poprzedzającej; ruch tego rodzaju wywołuje, jak wiadomo, opór wskutek tarcia wewnętrznego czyli lepkości cieczy. Opór, jaki prąd spotyka w takich przewodach, zależy tedy wyłącznie od lepkości cieczy, od tarcia wewnętrznego; ślizgania się cieczy po ścianach rurki, a więc i tarcia o nią, z reguły niema wcale. Opór ten jest zatem proporcjonalny do średniej prędkości przepływu v. Można się przekonać rachunkiem, że nadwyżka ciśnienia p, która powinna działać na początku rurki włoskowatej, o przekroju kolistym, celem utrzymania prądu stałego o średniej prędkości v, określona jest równaniem

$$p = 8\mu \frac{L}{R^2} v,$$

w czem μ oznacza spółczynnik tarcia wewnętrznego, R promień przekroju kolistego, zaś L długość rury. Zależność ta nosi nazwę prawa *Poiseuilla*, który ją wykrył drogą doświadczalną. Wydatek

prądu wynosi $W = R^2\pi \,.\, v$, a więc $\frac{pR^4\pi}{8\mu L}$. Na tym wzorze opiera się najprostszy sposób mierzenia spółczynnika lepkości różnych cieczy.

Tą drogą znaleziono następujące wartości tego spółczynnika:

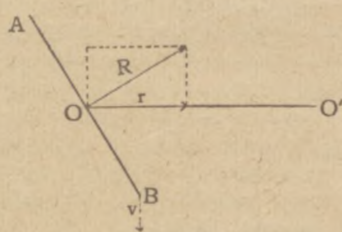
Woda 0°	μ=0·0181.
Woda 20°	0·0102.
Gliceryna 3°	42·2.
Alkohol 0°	0·0185.
Eter 20°	0·0026.
Rtęć 0°	0·0170.

Liczby te stosują się wtedy, gdy ciśnienie określono w dynach na cm^2, długości w centymetrach, czas zaś w sekundach.



Ryc. 106.

94. **Opór cieczy wzbudzony przez ruch ciała stałego.** Ruch cieczy można wywołać ruchem ciała stałego, w cieczy zanurzonego. Ciało takie doznaje ze strony cieczy oporu, którego wielkość zależy od wielkości prędkości, od kształtu ciała, tudzież od gęstości i lepkości cieczy. Opór ten odgrywa ważną rolę w urządzeniach, któremi się posługujemy, żeby poruszać łódki (zapomocą wioseł), statki lub okręty (zapomocą kół lub śruby): on dostarcza tej siły zewnętrznej, która jest niezbędna do wywołania i podtrzymania ruchu.



Ryc. 107.

Żeby te urządzenia zrozumieć, wystarcza poznanie prostego przypadku, gdy płyta prostokątna porusza się w cieczy. Przypuśćmy, że kierunek prędkości v jest skośny względem płyty AB (ryc. 106). Można się przekonać doświadczeniem albo rachunkiem, że opór wywołany R jest proporcjonalny do kwadratu prędkości i że działa w punkcie, który jest przesunięty względem środka płyty. Kierunek oporu nie jest ściśle biorąc prostopadły do płyty; na skutek wewnętrznego tarcia wytwarza się składowa styczna do płyty, którą jednak pominięto no rycinie dla uproszczenia.

Na podstawie powyższej rozważmy działanie śruby okrętowej (ryc. 107). Niechaj AB wyobraża przekrój jednego jej skrzydła, widzianego zboku; OO' jest osią obrotu śruby, utrzymywanego działaniem motoru; v wyobraża chwilową prędkość

przekroju. Rozłóżmy opór R wywołany obrotem, na składową prostopadłą do osi i na składową r wzdłuż osi. Pierwsza hamuje nieco ruch obrotowy śruby, druga popycha śrubę wraz z osią i ze statkiem.

Również przy ruchu ciała stałego w powietrzu występuje opór, którym rządzą prawa takie same, jak w cieczy: śruba porusza nietylko okręty, lecz także aeroplany. Z drugiej strony opór działający na t. zw. *płaszczyzny nośne* aeroplanu podtrzymuje go w górze wbrew działaniu siły ciężkości.

ROZDZIAŁ III.

Gazy.

95. Prawo Pascala. Powietrze i para wodna są gazami najbardziej rozpowszechnionemi na ziemi. Prócz nich znamy wielką liczbę innych gazów, jak tlen, wodór, azot, bezwodnik węglowy, pary różnych cieczy, np. rtęci, alkoholu i t. p. Ciała te posiadają wiele własności wspólnych z cieczami. Podobnie jak ciecze gazy nie posiadają wcale sprężystości postaci, t. j. nie są sztywne. Działa w nich tylko sprężystość objętości wtedy, gdy je zgęszczamy lub rozrzedzamy.

Skutkiem tej własności ciśnienie w gazach nieruchomych, podobnie jak w cieczach, jest zawsze prostopadłe do powierzchni uciskanej. Prawo Pascala stosuje się zatem także do gazów, zostających pod wpływem li tylko ciśnień zewnętrznych, działających na ich powierzchnię. W tym razie w całej masie gazu ciśnienie jest jednostajne i równa się ciśnieniu, działającemu na powierzchnię. Jeżeli zaś uwzględnimy i ciężkość, t. j. siłę działającą na wszystkie części masy, ciśnienie będzie oczywiście w dolnych warstwach większe, niż w górnych. Różnice te, znaczne w cieczach, są w gazach pospolicie nader małe, gdyż ciężar właściwy gazów jest mały. Skutkiem tego można przyjąć, że w niewielkich naczyniach, wypełnionych gazami, ciśnienie jest wszędzie jednakowe.

96. Prężność gazów. Ciecze można przechowywać w naczyniach otwartych; wówczas zajmują one część naczynia i odcinają się od reszty wyraźną powierzchnią swobodną. Gazy natomiast nie posiadają ani powierzchni swobodnej, ani objętości niezależnej od pojemności naczynia. Ta sama masa gazu, wprowadzona do małego zbiornika, zajmować będzie małą objętość; wprowadzona do większego, przyjmie objętość większą, albowiem rozejdzie się w obu razach w całej pojemności naczynia. Z tego powodu musimy przechowywać gazy w zbiornikach całkowicie zamkniętych, gdyż z naczyń nie zamkniętych uchodzą i rozpraszają się w otaczającej przestrzeni. Własność tę gazów i par, objawiającą się jako dążność do nieograniczonego rozsze-

rzania się, nazywamy *rozprężliwością*. Wskutek rozprężliwości gaz zamknięty w naczyniu, usiłując się rozszerzyć, wywiera na ściany ciśnienie, zwane także *prężnością*. Ciśnienie to, jak niżej zobaczymy, wzrasta w miarę zgęszczenia gazu; wszelako nawet najbardziej rozrzedzone gazy posiadają jeszcze pewną, aczkolwiek niezmiernie małą prężność. W stanie równowagi prężność ta musi być zrównoważona siłami zewnętrznemi, które mogą być najrozmaitsze. Jeżeli np. gaz w naczyniu walcowatem jest zamknięty tłokiem (ryc. 108), to żeby zrównoważyć prężność gazu, trzeba położyć na tłoku pewien ciężarek, tem większy, im głębiej do wnętrza chcemy tłok wcisnąć. Gaz wtłoczony np. do stalowej butelki równie prze na jej ściany, które się wskutek tego nieco poddają i na mocy reakcji sprężystej cisną na gaz i równoważą jego prężność. Siłą równoważącą prężność gazu może być także jego własny ciężar; dowodem tego jest atmosfera ziemska, która nie ucieka od ziemi tylko dlatego, że jest przez ziemię przyciągana.



Ryc. 108.

97. Pompa pneumatyczna i kompresor. Dzięki rozprężliwości możemy wydalać czyli wypompowywać powietrze i inne gazy z naczyń zamkniętych. Przyrządy używane w tym celu nazywają się pompami pneumatycznemi.

Ograniczymy się tu do wytłumaczenia zasady działania tych przyrządów, które zresztą bywają w rzeczywistości wykonywane w najrozmaitszych postaciach. Naczynie *A* (ryc. 109), zawierające gaz mający się wypompować, łączy się za pośrednictwem wąskiej szyjki z cylindrem *B*, w którym można poruszać tam i napowrót tłok *C*, przystający szczelnie do jego ściany. Przez stosowne przestawienie kurka *K* można wnętrze naczynia *A* łączyć z przestrzenią *B* pod tłokiem lub też oddzielić je od walca i zamknąć gaz w niem zawarty. Tłok jest środkiem przewiercony, a otwór przykryty zastawką (wentylem) *D*, otwierającym się nazewnątrz. Słaba sprężyna przyciska zazwyczaj zastawkę do otworu. Połączywszy naczynie *A* z cylindrem *B*, wyciągamy tłok do góry. Skutek będzie ten, jak gdybyśmy do zbiornika *A* przystawili puste naczynie *B*.



Ryc. 109.

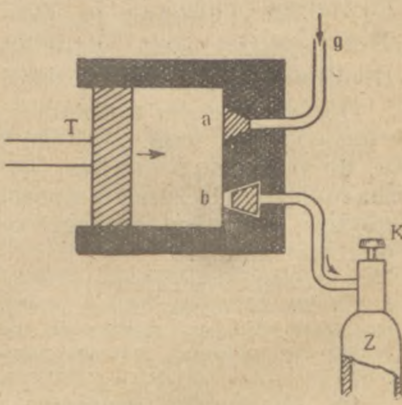
Dzięki rozprężliwości gaz rozpręży się i rozejdzie się jednostajnie po przestrzeni $A + B$. Jego gęstość w zbiorniku zmniejszyła się zatem. Zamknąwszy następnie kurek *K*, zesuwamy tłok nadół. Gaz zebrany w *B* zgęszcza się, a uzyskawszy prężność wystarczającą do pokonania ciśnienia zewnętrznego łącznie z ciśnieniem sprężynki, otwiera zastawkę i wychodzi nazewnątrz.

Powtarzając ruchy tłoka tam i napowrót, rozrzedzać bę-

dziemy zawartość zbiornika *A* coraz więcej. Nie można jednak opróżnić naczynia z gazu całkowicie, tak jak się wylewa np. rtęć z flaszki. Każdy ruch tłoka powoduje wprawdzie rozrzedzenie, jednak powyżej pewnego maximum rozrzedzenia, albo minimum gęstości — zależnego od staranności wykonania pompy — nie zajdzie ono nigdy. Nieuniknione zazwyczaj nieszczelności w wentylach i kurkach, tudzież tę wadę pomp dawniejszych, że nie wszystek gaz zostawał wyparty z *B*, usuwa się w pompach tłokowych nowszej konstrukcji w ten sposób, że wentyle zalewa się olejem trudno parującym: wciska się on we wszystkie otwory i wypiera z nich powietrze.

Do doświadczeń z pompą pneumatyczną używa się często t. zw. *talerza* t. j. płaskiego, szklanego lub metalowego krążka, który nakrywa się szklanym *dzwonem* o płasko szlifowanym brzegu. Odrobina łoju zapewnia szczelność zetknięcia. Pod dzwonem umieszcza się przedmioty mające się poddać zmniejszonemu ciśnieniu powietrza; środkiem talerza wchodzi przewód łączący z pompą. Stopień rozrzedzenia powietrza ocenia się zapomocą manometru specjalnej konstrukcji, zbudowanego na podobieństwo mającego się opisać niżej (ust. 102) barometru.

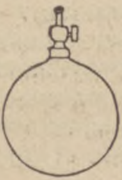
Zapomocą pomp, mających pewne podobieństwo do pompy pneumatycznej, można również zgęszczać gazy, t. j. wtłaczać wielką ich masę z dużego zbiornika (z gazometru albo atmosfery) do małego. Używane w tym celu *kompresory* mają tłok pełny, nie przewiercony. Rurą *g* (ryc. 110) tłok ssie gaz przez zastawkę zwykle stożkowatą *a*, otwierającą się ku wnętrzu, a następnie wtłacza go do grubościennego zbiornika *Z* przez zastawkę *b*, otwierającą się nazewnątrz. Po nabiciu zbiornika zamyka się gaz śrubową zatyczką *K*.



Ryc. 110.

98. Gęstość gazów. Ważenie ciał gazowych stało się możliwe dopiero po odkryciu pompy pneumatycznej. Może ono bowiem być dokonane tylko w naczyniu o ścianach stałych. Worek albo pęcherz, wydęty powietrzem, nie przybiera wcale na wadze, o ile gęstość wewnątrz jest taka sama jak z zewnątrz. Przez wydęcie zwiększa się wprawdzie masa powietrza; ile jednak waży powietrze, tyleż właśnie pęcherz traci na wadze, w myśl prawa Archimedesa. Używa się zatem w tym celu bań szklanych o pojemności kilku litrów (ryc. 111), dających się szczelnie zamykać zapomocą kurka, umieszczonego w szyjce. Naprzód waży się banię próżną, t. j. po dokładnem, ile można-

ści, wypompowaniu powietrza; wprowadziwszy następnie gaz jakikolwiek, waży się ją powtórnie. Podzieliwszy znalezioną w ten sposób masę gazu przez pojemność bani, znajdujemy gęstość gazu. Należy jednak pamiętać, że gazy są łatwo ściśliwe, że zatem można wtłoczyć do bani większą lub mniejszą masę gazu, zależnie od użytego ciśnienia. Gęstość gazu jest przeto wielkością zmienną w nader obszernych granicach. Zwyczajnie określa się tę gęstość, którą gazy posiadają wtedy, gdy mają temperaturę topniejącego lodu (0°) i zostają pod ciśnieniem, równem ciśnieniu powietrza atmosferycznego albo, ściślej mówiąc, pod ciśnieniem jednej atmosfery (76 *cm* rtęci). Gęstość gazu w tym jego stanie nazywa się jego *gęstością normalną*. Chcąc ją wyznaczyć, należy wstawić banię, po wypompowaniu z niej powietrza, do topniejącego lodu, potłuczonego na małe kawałki, a połączywszy je ze zbiornikiem, zawierającym badany gaz, zamknąć kurek dopiero wówczas, gdy manometr połączony z banią wskaże ciśnienie jednej atmosfery. Gęstości normalne kilku gazów, wyznaczone w ten sposób, podaje następująca tablica:



Ryc. 111.

			μ
Wodór	0·00008987 $\frac{gr}{cm^3}$	1	2
Azot	0·001251 „	13·92	28
Powietrze (suche)	0·001293 „	14·40	
Tlen	0·001429 „	15·91	32
Dwutlenek węgla	0·001965 „	21·86	44

Oprócz gęstości normalnej gazów podaje się niekiedy także ich gęstość względną. Gęstość względna jest to liczba wyrażająca, ile razy dany gaz jest gęstszy od powietrza albo od wodoru, mającego tę samą temperaturę i tę samą prężność. Gęstości względne względem wodoru są wypisane w drugiej kolumnie powyższej tablicy.

Powietrze atmosferyczne, w stanie normalnym jest, jak okazuje tablica, 1 : 0·001293 = 773 razy lżejsze od wody. Zwyczajne, otaczające nas powietrze jest około 850 razy rzadsze od wody, bo bywa zwykle cieplejsze od 0°. Łatwo stąd obliczyć, że waga powietrza wypełniającego miernej wielkości pokój np. 4×5×3 metrów rozmiaru, wynosi już 70 Kilogr.

99. Cząsteczka gramowa (mol). W trzeciej kolumnie powyższej tabliczki pod nagłówkiem μ podane są przyjęte w chemji t. zw. „ciężary cząsteczkowe“ kilku gazów. Łatwo sprawdzić, że liczby te są wprost proporcjonalne do gęstości normalnych. Istotnie, stosunek ciężaru cząsteczkowego do gęstości posiada we wszystkich gazach bardzo przybliżenie tę samą wartość = 22400, tak np.

$$\frac{2}{0{\cdot}00008987} = \frac{32}{0{\cdot}001429} \text{ i t. d.} = 22400.$$

Zgodność ta nie jest przypadkowa. Przeciwnie, na zasadzie jednego z podstawowych praw chemji (prawo Awogadry) określa się ciężar cząsteczkowy proporcjonalnie do gęstości gazu lub pary. Ciężar cząsteczki wodoru przyjmuje się równy 2.

Określenie własności gazów zyskuje na przejrzystości, skoro odważać będziemy gazy nie na gramy, lecz na jednostki wagowe, przystosowane do natury chemicznej każdego gazu z osobna. *Cząsteczką gramową albo molem nazywamy ilość gramów pewnego gazu, równą liczebnie jego ciężarowi cząsteczkowemu.* Tak np. cząsteczka gramowa wodoru waży 2 gramy, podobnież cząsteczka tlenu waży 32 gramów i t. p.

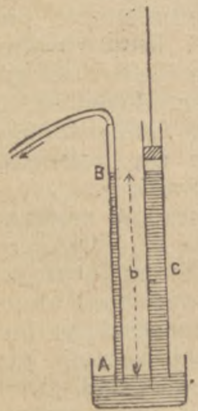
Widać z powyższego równania, że ***jedna cząsteczka gramowa jakiegokolwiek chemicznie jednorodnego gazu zajmuje w stanie normalnym objętość 22400 cm^3 czyli 22·4 litrów***, albowiem objętość równa się ogólnie ilorazowi masy przez gęstość. Gdybyśmy te 22·4 litry gazu, odmierzone pod ciśnieniem 1 atmosfery, wtłoczyli w objętość 1 litra, również w temperaturze 0°, wówczas, jak wynika z prawa ściśliwości gazów (ust. 104), prężność urosłaby do 22,4 atmosfer. Można zatem także powiedzieć, że *jedna cząsteczka gramowa jakiegokolwiek chemicznie jednorodnego gazu, w temperaturze 0°, wtłoczona w objętość jednego litra, posiada prężność 22·4 atmosfer.*

100. Ciśnienie atmosfery. Ziemia jest otoczona zewsząd gazową warstwą powietrza, stanowiącą tak zwaną jej *atmosferę*. Atmosferę można porównać z oceanem gazowym, mającym za dno powierzchnię ziemi; jego głębokość czyli wysokość atmosfery jest mała w porównaniu z promieniem ziemi, sięga ona jednak tak wysoko, że nawet na szczytach najwyższych gór znajduje się powietrze, aczkolwiek znacznie rozrzedzone. Wskutek swego ciężaru wywiera atmosfera ciśnienie na powierzchnię ziemi; podobnież uciskana jest każda warstwa atmosfery przez ciężar warstw wyższych, na niej leżących. Ciśnienie powietrza działa również na powierzchnię wszystkich ciał w powietrzu zanurzonych, podobnie bowiem jak ciśnienie hydrostatyczne działa ono jednakowo na wszystkie strony, ciśnie zarówno zgóry, jak od spodu, jak też i z boków. We wnętrzu naczyń, mających choćby najmniejszy otworek, łączący je z powietrzem otwartem, ciśnienie jest takie jak z zewnątrz. W budynkach zatem ciśnienie wyrównywa się z zewnętrznem przez kominy, szczeliny i t. p.

Pospolicie nie dostrzegamy tego ciśnienia, gdyż działa ono równomiernie na wszystkie strony. Skoro jednak jakimkolwiek sposobem oddalimy powietrze od pewnej części powierzchni ciała, wtenczas równomierność działania ustaje i występują na jaw skutki, częstokroć bardzo potężne. Słup bowiem powietrza o podstawie 1 m^2, sięgający od ziemi aż do granic atmosfery, waży około 10.000 *Kg*.

Najpospolitszem doświadczeniem, wykazującem ciśnienie atmosfery, jest doświadczenie z *półkulami magdeburskiemi*, wymyślonemi w XVII. stuleciu przez wynalazcę pompy pneumatycznej, Ottona Guericke. Półkule te z grubej metalowej blachy, przystając ściśle do siebie, tworzą kulę, z której za pośrednictwem kurka można wypompować powietrze. Żeby następnie półkule od siebie oderwać, trzeba użyć znacznej siły na pokonanie ciśnienia powietrza; siła ta równa się iloczynowi z ciśnienia powietrza *p* przez pole największego przecięcia kuli.

Na działaniu ciśnienia powietrza polega także t. zw. zjawisko ssania, np. podnoszenie się cieczy do góry w rurach, które zanurzono jednym końcem w cieczy, a z drugiego wyssano powietrze czyto ustami, jak w zwykłym smoczku czyli pipecie, albo pompą pneumatyczną, jak na ryc. 112 *AB*. Na tejże zasadzie opiera się działanie zwykłej pompy studziennej. Wyciągnąwszy tłok do góry (ryc. 112 *C*), wytwarzamy w rurze próżnię. Przewaga ciśnienia atmosfery, działającego na zwierciadło cieczy w studni, wtłacza wodę do góry.

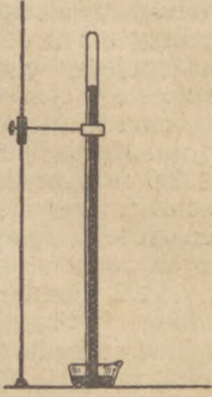


Ryc. 112.

101. Doświadczenia Torricelliego i Pascala. Zjawisko podnoszenia się wody w pompie studziennej było znane już w starożytności. Jednakowoż aż do połowy XVII wieku nie zdołano wytłumaczyć faktu, że można podnieść wodę zapomocą takiej pompy conajwyżej tylko do wysokości około 10 metrów. Dalsze pompowanie pozostaje zupełnie bezskuteczne. Wytłumaczenie tego faktu, które równocześnie było podwaliną teorji ciśnienia atmosferycznego, podał Torricelli, uczeń Galileusza w r. 1648. Rozumował on w sposób następujący: skoro istnieje ciśnienie atmosferyczne, musi ono posiadać określoną wartość. Jeżeli więc wypompujemy powietrze z rury zanurzonej w cieczy, ciecz podniesie się do takiej wysokości, żeby słup cieczy zrównoważył ciśnienie atmosferyczne. Skoro więc nie można wody w studni podnieść wyżej ponad 10 metrów, przeto należy wnosić, że słup wody o takiej właśnie wysokości równoważy ciśnienie powietrza. Gdybyśmy jednak użyli w doświadczeniu cieczy od wody cięższej, wtedy ciśnienie powietrza można będzie zrównoważyć słupem cieczy niższym aniżeli 10 metrów, jak to wynika z praw hydrostatyki.

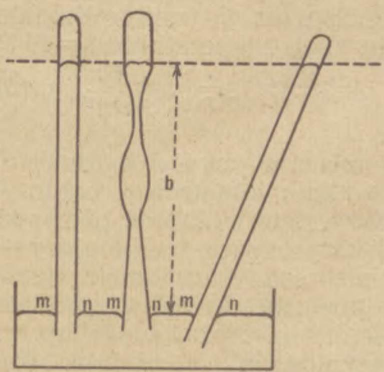
Na stwierdzenie swej teorji Torricelli wykonał następujące sławne doświadczenie: rurkę szklaną o długości około 80 *cm*, zamkniętą u jednego końca (ryc. 113), obracamy zamkniętym końcem nadół i napełniamy ją rtęcią po brzegi; następnie zatykamy koniec otwarty palcem, przyciśniętym szczelnie do brzegów

otworu, a odwróciwszy rurkę, zanurzamy jej koniec zatkany pod powierzchnię rtęci w stosownem naczyniu, poczem odejmujemy palec. Rtęć oddziela się wówczas od zamkniętego końca i opada cokolwiek; wszelako słup rtęci o wysokości siedemdziesięciu kilku centymetrów pozostaje jakby zawieszony w rurze; szerokość rury niema tu żadnego znaczenia. We wnętrzu rury, nad powierzchnią rtęci, zostaje przestrzeń niemal zupełnie próżna (pominąwszy nader małą ilość pary rtęciowej), tak zwana *próżnia Torricelliego*. Doświadczenie to dowodzi, że ciśnienie atmosfery, działające na powierzchnię rtęci w naczyniu, zdoła zrównoważyć ciśnienie słupa rtęci, mającego wysokość około 76 *cm*, jakakolwiek byłaby szerokość, a nawet kształt rury. Istotnie skierujmy uwagę na poziomy przekrój *mn* rury (ryc. 114), w przedłużeniu powierzchni rtęci w naczyniu. Na ten przekrój działa z góry na dół rtęć swym ciężarem, w kierunku zaś przeciwnym ciśnienie atmosfery, działające na swobodną powierzchnię rtęci i rozchodzące się w niej jednostajnie. Ponieważ zaś słup rtęci nie opada, stąd wnosimy, że ciśnienia te się równoważą. Rtęć jest 13·6 razy od wody gęstszą; do zrównoważenia ciśnienia powietrza potrzeba zatem słupa wody o wysokości 13·6×76 *cm*, co czyni istotnie około 10 metrów.



Ryc. 113.

Można się nadto przekonać, że mała ilość powietrza albo innego gazu, wprowadzona do próżni Torricelliego, sprawia zniżenie słupa rtęci; gdybyśmy otworzyli górny koniec rurki, słup ten opadłby zupełnie, gdyż rtęć doznawałaby z zewnątrz i wewnątrz rurki jednakowego ciśnienia.

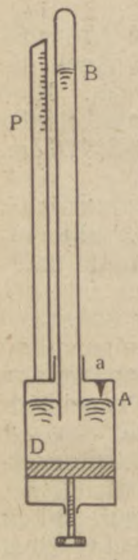


Ryc. 114.

Teorję ciśnienia atmosferycznego, podaną przez Torricelliego, Pascal potwierdził w następujący sposób: zważywszy, że słup rtęci w rurze Torricelliego równoważy ciężar atmosfory, cisnący na powierzchnię rtęci w naczyniu, należy się spodziewać, że wykonawszy powyższe doświadczenie w znacznej wysokości nad ziemią, otrzyma się krótszy słup rtęci w rurce, a to z tej przyczyny, że warstwy powietrza poniżej przyrządu zostały wykluczone i nie przyczyniają się swym ciężarem do zrównoważenia ciężaru rtęci.

I rzeczywiście, gdy w r. 1648 zmierzono jednocześnie wysokość słupa rtęci w dwu miejscach, w mieście Clermont we Francji i na sąsiedniej górze Puy de Dôme, na wysokości 900 metrów, znaleziono, że na szczycie góry słup ten był o 7 *cm* krótszy niż na dole. Ciśnienie powietrza zmniejsza się tedy, gdy postępujemy w kierunku pionowym do góry; powietrze zachowuje się w tym względzie podobnie jak ciecze. W rtęci, w dwu poziomach różniących się o 1 *mm*, różnica ciśnień wynosi właśnie 1 *mm* rtęci. Ponieważ powietrze jest od rtęci $13{\cdot}6 \times 850$ czyli 11.560 razy rzadsze, więc w powietrzu trzeba się wznieść o 11·5 metrów, żeby ciśnienie zmniejszyło się o 1 *mm* rtęci. Rachunek ten stosuje się tylko do najniższych warstw powietrza; w wyższych bowiem gęstość jego jest mniejsza.

102. Pomiar ciśnienia atmosfery. Barometry. Rura Torricelliego jest właściwie manometrem, zapomocą którego można dokładnie zmierzyć wartość ciśnienia atmosfery. Użyta do tego celu zwie się *barometrem*. Jak w manometrach wogóle, tak i w przyrządzie Torricelliego, wysokość słupa cieczy, mierząca ciśnienie, nie zależy ani od postaci rury ani też od tego, czy rura stoi prosto, czy też jest pochylona. We wszelkich więc przypadkach, przedstawionych na rysunku 114, rtęć będzie sięgać jednakowo wysoko ponad poziom *mn*. Wysokość słupa rtęci, równoważącego w przyrządzie Torricelliego ciśnienie atmosfery, nazywa się *wysokością barometru*. Znając ją, łatwo możemy obliczyć wartość ciśnienia atmosfery. Jeśli bowiem wysokość barometru oznaczymy przez b, zaś ciężar właściwy rtęci przez δ, wtedy ciśnienie $p = b\delta$. Jeżeli więc w pewnej temperaturze $\delta = 13{\cdot}6$, zaś $b = 76$ *cm*, wtedy $p = 13{\cdot}6 \times 76 = 1033 \frac{Gr}{cm^2}$, czyli przeszło 1 *Kg* na cm^2.



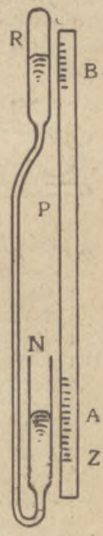
Ryc. 115.

W celu łatwego pomiaru wysokości barometru, bywa on opatrzony podziałką milimetrową; nadto — ponieważ ciężar właściwy rtęci i długość podziałki zmieniają się cokolwiek z wysokością temperatury — powinien być na nim umieszczony termometr. Barometry miewają różne postacie. Przedewszystkiem należy rozróżniać barometry naczyniowe i lewarowe.

W barometrze naczyniowym Fortina (ryc. 115), dno *D* naczynia, zawierającego rtęć, jest ruchome; można je za pomocą śruby podnosić lub obniżać. Równocześnie podnosi się cała masa rtęci i oba jej zwierciadła. Dolne przysuwa się do początkowego punktu podziałki, który jest zaznaczony ostrzem kolca *a*, przytwierdzonego do nakrywy naczynia. Odczytany na podziałce *P* stan górnego poziomu rtęci daje wprost wysokość barometru.

W barometrze lewarowym (ryc. 116) naczynie *N* stanowi jedną całość z rurką *R*, która jest zatem wygięta, na podobieństwo lewara. Naczynie jest równie szerokie jak rurka i znajduje się z górnym końcem *R* na jednym pionie. Po odczytaniu na podziałce wysokości obu poziomów rtęci *A* i *B* nad dowolnem zerem *Z*, należy je od siebie odjąć, a otrzymamy wysokość barometru $b = ZB - ZA$.

Wysokość barometru nie jest bynajmniej stała. W tem samem miejscu zmienia się ona nieustannie, zależnie od stanu atmosfery, od ilości i gęstości powietrza, znajdującego się nad daną okolicą; w zimie bywa pospolicie większa, aniżeli w lecie. Wysokości barometru, mierzone równocześnie w różnych miejscach ziemi, są zazwyczaj różne; przyczyną tych różnic bywa — obok właściwości klimatycznych i meteorologicznych — różne wzniesienie nad poziom morza. W poziomie morza średni stan barometru wynosi blisko 76 *cm*. Z tego powodu określono ciśnienie jednej atmosfery jako równoważne 76 *cm* rtęci (w temp. 0°); rzeczywiste ciśnienie bywa rzadko dokładnie równe jednej atmosferze. W miejscach, nie leżących na wydatniejszych wyżynach lub górach, wahania barometru zawarte są mniej więcej w granicach od 72 do 77 *cm*.



Ryc. 116.

Miejsca na ziemi, w których ciśnienie barometryczne jest w danym czasie jednakowe, łączymy na mapach linjami, które się nazywają *izobarami*. W niektórych okolicach izobary tworzą linje zamknięte i otaczają miejsca, w których ciśnienie ma wartość największą (barometryczna zwyżka) lub najmniejszą (barometryczna zniżka).

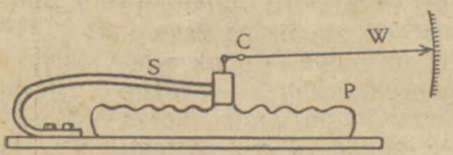
Różnice ciśnienia w różnych miejscach atmosfery wywołują jej ruchy czyli wiatry. Wieją one w kierunku ku zniżkom albo od zwyżek, ulegając przytem zboczeniom, na skutek obrotu ziemi. Tym prądom powietrza, wiejącym w kierunku poziomym, towarzyszą prądy pionowe: w miejscu gdzie panuje zniżka, powstaje prąd zdołu do góry, w zwyżce natomiast — zgóry nadół.

Przy dokładnem oznaczeniu ciśnienia atmosfery należy uwzględnić ten fakt, że gęstość rtęci zależy od temperatury, a także ten, że odstęp między kreskami podziałki, równy milimetrowi np. w 0°, będzie w temperaturze wyższej większym od milimetra, zaś w niższej mniejszym, a to z powodu rozszerzania się materjału podziałki. To samo więc ciśnienie, mierzone w różnych temperaturach, daje wskutek tego różne wysokości barometru. Żeby więc wysokość barometru była określoną miarą ciśnienia, trzeba albo podać temperaturę, w której ją zmierzono, albo odpowiedni ciężar właściwy rtęci albo — jak się to zwykle

czyni — zredukować ją do temperatury 0°, to znaczy obliczyć, jakąby ta wysokość była, gdyby cały barometr obłożono topniejącym lodem.

Drogą licznych pomiarów przekonano się, że jeżeli wysokość barometru, mierzona podziałką mosiężną, wynosi b milimetrów w temperaturze t stopni (Celsjusza), to w topniejącym lodzie wynosiłaby $b_0 = b - 0{\cdot}000161\ b\,t$; w ten sposób obliczone b_0 jest zredukowaną wysokością barometru.

Zamiast barometrów rtęciowych używa się często t. zw. *aneroidów* czyli barometrów metalowych. Zasadę konstrukcji aneroidu sytemu Vidi'ego objaśnia rycina 117. Główną częścią składową jest płaska puszka P z cienkiej i sprężystej metalowej blachy, szczelnie zalutowana, mająca wierzch podatny, w tym zamiarze falisto prasowany. Przed zamknięciem rozrzedza się w niej powietrze. Ażeby zapobiec zgnieceniu przez ciśnienie atmosfery, podtrzymuje się ten podatny wierzch silną sprężyną stalową *S*. W miarę tego, jak ciśnienie atmosfery rośnie lub maleje, wierzch puszki ugina się cokolwiek ku wnętrzu lub nazewnątrz. Drobne te ruchy przenoszą się zapomocą systemu dźwigni nierównoramiennych na wskazówkę *W*, która wskazuje na podziałce zmienność ciśnienia. Podziałkę kreśli się na gotowym już przyrządzie przez porównanie z barometrem rtęciowym.



Ryc. 117.

Na doświadczeniu Torricelliego opiera się konstrukcja znakomitych *pomp pneumatycznych* dających nierównie doskonalszą próżnię, aniżeli najlepsze pompy tłokowe. Ograniczymy się do wskazania zasady ich działania. Wyobraźmy sobie rurkę Torricelliego rozdętą u góry w szeroką banię. Po ustąpieniu z niej rtęci uzyskamy dużą objętość, doskonale opróżnioną z powietrza. Połączmy tę próżnię stosownym przewodem ze zbiornikiem, z którego gaz jaki ma być wypompowany. Otrzymamy odrazu znaczne rozrzedzenie, które można posunąć bardzo daleko (nawet do miljonowej części pierwotnej gęstości gazu) przez wielokrotne napełnianie bani rtęcią i opróżnianie jej.

Inny system pomp pneumatycznych rtęciowych (Sprengla) polega na tem, że przez rurę Torricelliego przepływa nieustannie strumień rtęci zgóry nadół. Przez boczną rurkę, wprowadzoną na wysokości barometru, gaz jest nieustannie wciągany w próżnię i wyrzucany razem z rtęcią u dolnego końca rury.

103. Parcie na ciała zanurzone w gazach. Ponieważ ciśnienie, wynikłe z ciężaru gazów, zmniejsza się ku górze, należy wnosić, podobnie jak w przypadku cieczy, że prawo Archimedesa stosuje się w aerostatyce zarówno jak w hydrostatyce (ust. 86). Ciała otoczone powietrzem wydają się zatem lżejszemi, aniżeli są w istocie. Pozorna strata ich ciężaru, wynikająca z parcia powietrza otaczającego, równa się ciężarowi powietrza, wypartego przez ciało.

Ciała, których ciężar rzeczywisty jest mniejszy, aniżeli ciężar powietrza, wypartego przez nie, wznoszą się do góry, podobnie jak np. korek w wodzie. Takiemi ciałami są balony,

wypełnione gazami lżejszemi od powietrza, np. wodorem, gazem świetnym lub powietrzem ogrzanem. Podobnież wznoszą się w atmosferze do góry inne gazy, lżejsze od powietrza, np. ciepłe powietrze z ognisk; cięższe, jak bezwodnik węglowy, spadają nadół.

Pozorne zmniejszenie ciężaru, spowodowane przez ciśnienie powietrza, jest przyczyną, że, ważąc ciała w powietrzu, nie otrzymujemy prawdziwego ich ciężaru, lecz za mały lub za duży, zależnie od tego, czy objętość ciała jest większa, czy mniejsza od objętości ciężarków, użytych do ważenia. Przy dokładnem ważeniu należy tę różnicę uwzględnić i obliczyć poprawkę, jaką należy do znalezionego na wadze ciężaru dodać lub też od niego odjąć, żeby dostać prawdziwy ciężar ciała (napisana na ciężarkach ilość gramów odnosi się zwykle do próżni),

104. Ściśliwość gazów. Wspominaliśmy kilkakrotnie, że objętość pewnej masy powietrza lub innego gazu zmienia się znacznie, gdy zwiększamy lub zmniejszamy ciążące na nim zewnętrzne ciśnienie. Prawo, określające zależność objętości danej masy gazu od ciśnienia, pod którem on pozostaje, zostało odkryte przez *Boyle'a* w r. 1662, za pośrednictwem doświadczeń, przedsięwziętych w celu zbadania sprężystości powietrza (niezależnie odkrył je także Mariotte, którego nazwę też czasem nosi). Prawo to odnosi się do stanów równowagi; wtedy ciśnienie zewnętrzne równa się prężności samego gazu. Opiewa ono, jak następuje: *Jeżeli pewną określoną masę gazu poddawać będziemy pokolei różnym ciśnieniom zewnętrznym, uważając jednak, żeby temperatura gazu była zawsze jednakowa, wtenczas objętości gazu, odpowiadające tym ciśnieniom, będą odwrotnie proporcjonalne względem wartości ciśnień.* Jeżeli się zważy, że gaz, sprowadzony do objętości 2 albo 3... razy mniejszej, staje się tem samem 2 albo 3 razy gęstszy, możemy też prawo Boyle'a wypowiedzieć w tej postaci: *gęstość gazu, poddawanego w temperaturze niezmiennej rozmaitym ciśnieniom, zmienia się proporcjonalnie do tychże ciśnień.*

W tem ostatniem wysłowieniu prawa Boyle'a nie potrzeba mieć na względzie jakiejś stałej masy gazu, ograniczonej ścianami naczynia. Tak np. gęstość powietrza atmosferycznego zmieniać się będzie proporcjonalnie do jego ciśnienia, wykazanego przez barometr.

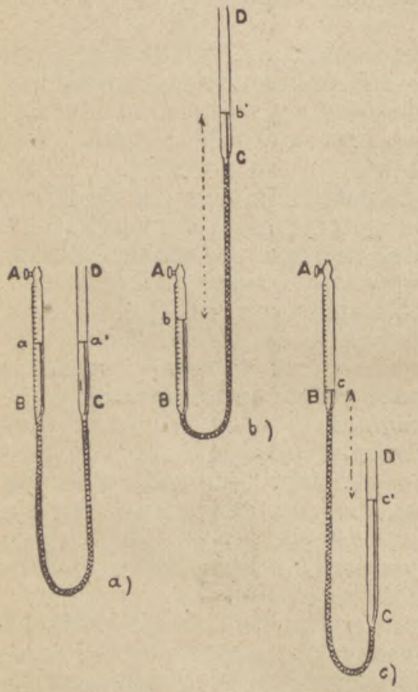
Znaczenie tego prawa jest następujące: przypuśćmy, że mamy do czynienia z pewną masą gazu, która pod ciśnieniem otaczającej atmosfery p_0 zajmuje objętość v_0. Jeżeli zwiększymy ciśnienie, np. przy pomocy ciężarów, kładzionych na tłok, zamykający gaz w naczyniu walcowatem (jak na ryc. 108), pokolei do 2, 3, 4 i t. d. atmosfer, natenczas według prawa Boyle'a

gaz przyjmie kolejno objętości: $\frac{v_0}{2}$, $\frac{v_0}{3}$, $\frac{v_0}{4}$ i t. d. Możemy zatem prawo ściśliwości gazów wypowiedzieć także w ten sposób: *iloczyn ciśnienia przez objętość pewnej masy gazu jest stały, jakkolwiekbyśmy zmieniali ciśnienie, działające na gaz, byle temperatura jego nie ulegała zmianom.* Można zatem prawo to wyrazić równaniem następującem:

$$pv = p_0 v_0,$$

gdzie v oznacza objętość zajmowaną pod ciśnieniem p.

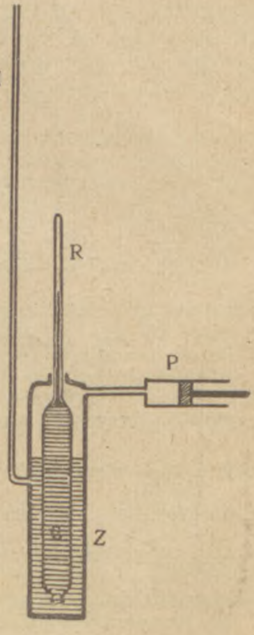
Do objaśnienia i sprawdzenia prawa Boyle'a nadaje się dobrze przyrząd wyobrażony na ryc. 118. Jest to rodzaj manometru, zamkniętego z jednej strony kurkiem. W przyrządzie tym ściska się gaz ciężarem słupa rtęci; wysokość tego słupa wykazuje zarazem zwyżkę ciśnienia, wywieranego na gaz. Na pionowej rurce szklanej *AB* znajduje się podziałka na równe objętości, zaczynająca się od kurka, umieszczonego na górnym końcu. Dolny koniec rurki połączony jest wężem gumowym z drugą rurką pionową *CD*, otwartą u góry. W wężu i poczęści w obu rurkach znajduje się rtęć. Dopóki kurek *A* jest otwarty, powierzchnie rtęci *a* i *a'* znajdują się w tym samym poziomie (ryc. 118 a). Skoro jednak zamkniemy kurek, a podniesiemy rurę *CD* do góry (ryc. 118 b), powietrze uwięzione w *AB* zostanie ścieśnione do objętości *Ab*, której wartość odczytamy na podziałce. Różnica wysokości poziomów rtęci, t. j. wysokość *b'* nad *b*, wskazuje o ile prężność powietrza zgęszczonego przewyższa ciśnienie atmosfery. Miarą rzeczywistego ciśnienia gazu w rurce *AB* jest przeto wysokość słupa rtęci, równa sumie wysokości *bb'* i wysokości, jaką wskazuje barometr w chwili doświadczenia. Sprawdzenie prawa Boyle'a polega na tem, że poddajemy gaz pokolei rozmaitym ciśnieniom (przez podnoszenie lub zniżanie rurki otwartej) i przekonywamy się, o ile iloczyny z tych ciśnień i odpowiednich



Ryc. 118.

objętości gazu mają wartości jednakowe. Tym samym przyrządem sprawdza się prawo Boyle'a także dla ciśnień mniejszych od jednej atmosfery. W tym celu należy rurkę *CD* zniżyć (ryc. 118 c); gaz rozszerzy się np. do objętości *Ac*, rtęć w rurce *CD* spadnie do *c'*. Ciśnienie gazu równać się będzie wtedy wysokości barometru, zmniejszonej o pionowy odstęp poziomów *c* i *c'*. Prawo Boyle'a określa z wielkiem przybliżeniem ściśliwość wszystkich gazów, t. j. stosuje się ono nietylko do powietrza, ale i do tlenu, wodoru, azotu i innych.

Nie jest ono jednak bezwzględnie ścisłe. Wykazały to najdobitniej doświadczenia Amagata, w których stosowano ciśnienia, przewyższające 400 atmosfer. Do pomiaru tych ciśnień służył manometr rtęciowy (ryc. 119), sporządzony z wąskiej rurki stalowej *M*, długi na kilkaset metrów, umocowany na ścianie głębokiej sztolni w kopalni węgla. Do manometru tego wtłaczano rtęć z grubościennego stalowego zbiornika *Z* za pośrednictwem pompy, którą schematycznie wyobraża *P*. Rtęć ściskana wchodziła jednocześnie do szklanej bańki *G*, napełnionej badanym gazem i wtłaczała ten gaz do wąskiej, grubościennej, starannie wymierzonej szyjki *R*, wystającej ze zbiornika nazewnątrz.



Ryc. 119.

Okazało się, że dla ciśnień niewielkich (np. 2 albo 3 atmosfery) prawo Boyle'a daje w istocie bardzo wierny obraz ściśliwości niemal wszystkich gazów (powietrze, tlen, azot, tlenek węgla i inne). Do ciśnień większych (kilkunastu albo kilkudziesięciu atmosfer) stosuje się z pewnem tylko przybliżeniem. Dla wielkich (kilkaset atmosfer i więcej) nie jest wcale prawdziwem. Większe zboczenia od prawa Boyle'a, nawet przy miernych ciśnieniach, okazują te gazy, które bądźto w zwyczajnej temperaturze, bądź przy niewielkiem oziębieniu, dają się przez zgęszczenie skroplić (np. dwutlenek węgla).

Gdyby prawo Boyle'a stosowało się ściśle nawet do ciśnień bardzo wielkich, znaczyłoby to, że pod ciśnieniem rosnącem bez miary objętość skończonej masy gazu dążyłaby do zera, t. j. gaz do zniknięcia, co byłoby sprzeczne z ustalonym przez chemję poglądem, że ciała składają się z niezmiennych atomów, mających bardzo drobne, ale skończone rozmiary. Istotnie też

doświadczenie Amagata okazały, że w miarę zgęszczania gaz staje się (pod bardzo dużemi ciśnieniami) coraz trudniej i trudniej ściśliwym.

105. Zależność ciśnienia i gęstości powietrza od wysokości nad ziemią. *(Pomiar wysokości zapomocą barometru.)* Doświadczenie Pascala (ust. 101) dowiodło, że ciśnienie atmosfery zmniejsza się stopniowo, w miarę wznoszenia się do góry. W cieczach ciśnienie zmniejsza się również, gdy wznosimy się od dna do góry; ubywanie ciśnienia w atmosferze podlega jednak innemu prawu. Gęstość cieczy, np. wody, jest bowiem niemal niezależna od ciśnienia, wskutek tego też ubytek ciśnienia w cieczach jest proporcjonalny do wzniesienia. W atmosferze natomiast, dzięki znacznej ściśliwości gazów, ubytek ciśnienia sprawia, że i gęstość powietrza maleje w miarę wznoszenia się do warstw wyższych; stąd ubytek ciśnienia w powietrzu jest o wiele szybszy, aniżeliby był w płynie nieściśliwym.

Aby znaleźć prawo, określające zależność ciśnienia albo gęstości powietrza od wysokości, zważmy naprzód, że pod ciśnieniem 1-nej atmosfery (760 *mm* rtęci) powietrze — zakładamy tu dla uproszczenia, że temperatura wynosi 0^0 — jest 773 razy rzadsze od wody. Powietrze, pozostające pod ciśnieniem b *mm* rtęci, mieć będzie zatem w myśl prawa Boyle'a gęstość $\frac{1}{773} \cdot \frac{b}{760}$. Według znanego prawa hydrostatyki ciecze różnorodne w naczyniu połączonem, jakiem jest także barometr, równoważą się wtedy, gdy wysokości ich są w odwrotnym stosunku do gęstości. Jeżeli zatem podniesiemy się w powietrzu do góry o 1 metr (= 1000 *mm*) z miejsca, gdzie panuje ciśnienie b, to słup rtęci (gęstość = 13·6) w barometrze skróci się o x milimetrów, przyczem spełnioną będzie proporcja $x : 1000 = \frac{1}{773} \cdot \frac{b}{760} : 13{\cdot}6$, skąd $x = \frac{b}{7990}$ *mm*, jakiekolwiek będzie b. Znaczy to, że w miarę wznoszenia się do góry barometr opada za każdem wzniesieniem się o 1 metr o stały ułamek $\frac{1}{7990}$ każdorazowego swego stanu. Wyobraźmy sobie teraz, że cała atmosfera jest podzielona na warstwy, w obrębie których można gęstość uważać za stałą, np. na warstwy metrowej grubości i obliczmy, jaką będzie wysokość barometru w warstwie leżącej na wysokości z metrów. Oznaczmy ciśnienie na powierzchni ziemi przez b_0; na wysokości pierwszego metra ciśnienie będzie $b_1 = b_0 - \frac{b_0}{7990} = \frac{7989}{7990} b_0$; w wysokości dwu metrów ciśnienie będzie $b_2 = = b_1 - \frac{b_1}{7990} = \frac{7989}{7990} b_1 = \left(\frac{7989}{7990}\right)^2 b_0$ i t. d.; wogóle na wysokości z metrów ciśnienie będzie wynosić $b = b_0 \left(\frac{7989}{7990}\right)^z$.

Widać stąd, że barometr opada przy wznoszeniu się do góry według prawa postępu geometrycznego, jeżeli wysokości rosną w stopniach równych. Z ostatniego wzoru łatwo jest wyznaczyć wysokość położenia, jeżeli znamy stan barometru na wysokości z i na powierzchni ziemi; mamy bowiem, biorąc logarytmy:

$$Log\ b = Log\ b_0 + z\ (Log\ 7989 - Log\ 7990),$$

skąd wynika $z = \frac{Log\ b - Log\ b_0}{Log\ 7989 - Log\ 7990} = 18400\ (Log\ b_0 - Log\ b).$

Wzór ten stosuje się tylko wtedy, gdy temperatura powietrza wynosi 0°. Uwzględniwszy, że w temperaturze wyższej t stopni powietrze jest lżejsze, należy wprowadzić jeszcze czynnik $1 + \frac{t}{273}$, co będzie uzasadnione w rozdziale o rozszerzalności gazów. Otrzymamy wtedy:

$$z = 18400 \left(1 + \frac{t}{273}\right) (Log\ b_0 - Log\ b).$$

w czem t oznacza średnią temperaturę całego słupa powietrza od ziemi aż do wysokości z, w stopniach skali Celsjusza. Ten ostatni wzór bywa najczęściej używany w pomiarach inżynierskich i aeronautycznych do mierzenia wysokości zapomocą barometru.

106. Prężność i ściśliwość mieszanin gazowych. *(Prawo Daltona.)* Doświadczenie uczy, że różne gazy wtłoczone do wspólnego naczynia mieszają się z sobą doskonale, tworząc po niedługim czasie zupełnie jednolitą mieszaninę gazową.

Mieszaniną taką, jak uczy chemja, jest powietrze atmosferyczne; w skład jego wchodzą obok tlenu i azotu, jako składników głównych (patrz niżej), bezwodnik węglowy, para wodna (w ilości zmiennej), tudzież ślady innych gazów, jak amonjak, argon, neon i t. d. Mieszanina taka, podobnie jak gaz (jednolity), posiada pewną określoną prężność.

Powstaje pytanie, jaki udział mają poszczególne jej składniki w wytworzeniu tej prężności. Odpowiedź na to pytanie może dać tylko doświadczenie. Wykonał je Dalton.

Odmierzmy np. pod ciśnieniem 1-ej atmosfery litr wodoru i wpuśćmy go do naczynia pustego, mającego objętość v litrów. Według prawa Boyle'a mieć on tam będzie prężność $\frac{1}{v}$ atmosfer, co możemy sprawdzić zapomocą manometru, przyłączonego do naczynia. Odmierzmy następnie dajmy na to znowu 1 litr innego gazu, np. bezwodnika węglowego, również pod ciśnieniem jednej atmosfery i domieszajmy do tamtego wodoru. Manometr okaże nam, że prężność podniesie się do $2 \times \frac{1}{v}$ atmosfer i t. d. Zatem: *ciśnienie mieszaniny równa się sumie ciśnień, jakie wywierałby w naczyniu wspólnem każdy ze składników mieszaniny, gdyby sam wypełniał objętość naczynia. Ciśnienia te nazywają się ciśnieniami częściowemi.* W powyższym przykładzie ciśnienie częściowe wodoru i bezwodnika węglowego wynoszą każde po $\frac{1}{v}$ atmosfer.

Prawo to jest ogólne. Weźmy v_1 litrów jakiegokolwiek gazu, odmierzonego pod ciśnieniem p_1 atmosfer; v_2 litrów innego gazu, odmierzonego pod ciśnieniem p_2, v_3 trzeciego pod ciśnieniem p_3

i t. d. Zmieszajmy je wszystkie w naczyniu o objętości v. Prężność mieszaniny będzie

$$p = \frac{p_1 v_1}{v} + \frac{p_2 v_2}{v} + \frac{p_3 v_3}{v} \text{ i t. d.}$$

Skład mieszanin gazowych określa się zwykle przez liczbę jednostek objętości każdego gazu, wchodzącą w mieszaninę, przyczem rozumie się, że objętości składników były mierzone pod tem ciśnieniem, pod którem znajduje się mieszanina.

Weźmy np. naczynie o pojemności 100 litrów. Wprowadźmy tam 21 litrów tlenu odmierzonego pod ciśnieniem 1 atmosfery, tudzież 79 takichże litrów azotu. Przekonamy się, że uzyskana mieszanina mieć będzie prężność 1 atmosfery; własności tej mieszaniny są niemal identyczne z własnościami powietrza. Tak należy rozumieć twierdzenie, iż *powietrze atmosferyczne składa się z 21 części na objętość tlenu i 79 części azotu.*

Ponieważ ciśnienie 21 jednostek tlenu pod ciśnieniem 1-ej atmosfery, wtłoczonych do 100 jednostek objętości, będzie $\frac{21}{100}$ zaś ciśnienie 79 jednostek azotu w tych samych warunkach wynosić będzie $\frac{79}{100}$ atmosfery, można zatem powiedzieć, że tlen i azot wchodzą w skład powietrza w takich ilościach, że stosunek ich ciśnień częściowych wynosi $\frac{21}{79}$. Gdybyśmy zatem w naczyniu o objętości 100, zawierającem powietrze, oddzielili tlen od azotu zapomocą ruchomej przegrody i ustawili ją w taki sposób, żeby ciśnienia obu składników były równe pierwotnemu ciśnieniu powietrza, wówczas tlen zajmowałby objętość 21, zaś azot objętość 79.

Azot i tlen są głównemi lecz nie jedynemi składnikami powietrza. W jego skład wchodzi jeszcze para wodna, bezwodnik węglowy, tudzież cały szereg jednoatomowych, chemicznie nieczynnych czyli szlachetnych gazów, które zostały odkryte dopiero w końcu ubiegłego stulecia, a mianowicie: argon, neon, krypton, ksenon, wreszcie helium. Ten ostatni gaz, o bardzo ciekawych własnościach, jest po wodorze najrzadszym ze wszystkich gazów (ciężar atomowy równa się 4); z tego względu znajduje on zastosowanie w aeronautyce. Ilość argonu w powietru jest stosunkowo znaczna (około 1%), natomiast inne szlachetne gazy znajdują się w niem tylko w minimalnych ilościach.

107. Moduł sprężystości gazów. Gaz ściśnięty odzyskuje w zupełności objętość, jaką miał przed zgęszczeniem, skoro ciśnienie zewnętrzne wróci do pierwotnej wartości. Gazy są więc przy ściskaniu doskonale sprężyste. Moduł ściśliwości gazów σ (ust. 74) nie jest jednak wielkością stałą, za jaką można było go uważać w przypadku mało ściśliwych ciał stałych i ciekłych. W gazach zwiększa się on w miarę zgęszczania, t. j. im więcej

gaz jest zgęszczony, tem trudniej przychodzi zgęścić go jeszcze bardziej, tem większe jest σ. Wynika to właśnie z prawa Boyle'a. Opierając się na niem, możemy w następujący sposób obliczyć wartość modułu ściśliwości gazów dla zgęszczeń w temperaturze stałej. Objętość i ciśnienie gazu oznaczamy przez v i p; zaś przez σ moduł ściśliwości, ważny dla bardzo małych zmian v i p, tak małych, żeby stan gazu można było uważać za niemal niezmieniony. Dajmy na to, że ciśnienie zostało zwiększone o mały przyrost p', natenczas objętość zmniejszy się o małą wielkość v'.

Według prawa Boyle'a będzie:

$$pv = (p+p')\,(v-v') = pv + p'v - pv' - p'v',$$

a to się równa

$$pv\left(1+\frac{p'}{p}-\frac{v'}{v}-\frac{p'v'}{pv}\right)$$

Stosunek $\frac{p'v'}{pv}$ można opuścić, jako nader mały wobec jedności, przeto zostaje

$$\frac{p'}{p}-\frac{v'}{v}=0,\ \text{czyli}\ \frac{v'}{v}=\frac{p'}{p}.$$

Stosunek $\frac{v'}{v}$ jest, jak wiadomo, miarą zgęszczenia, którąśmy oznaczyli przez Θ (ust. 74). Moduł ściśliwości σ równa się stosunkowi przyrostu ciśnienia p', który sprawił uważane zgęszczenie Θ, do tegoż zgęszczenia. Otrzymujemy więc $\sigma = p' : \frac{v'}{v} = p' : \frac{p'}{p} = p$. Widać stąd, że miarą sprężystości objętościowej gazu dla małych zgęszczeń w stałej temperaturze jest sama prężność gazu.

ROZDZIAŁ IV.

O falowaniu.

108. Ogólne własności ruchu falowego. W rozdziale niniejszym opisywać będziemy ruchy, polegające na rozchodzeniu się fal. Wszystko niemal, co tu powiemy, stosować się będzie także do falowania w ogólności, to jest do rozchodzenia się jakichkolwiek innych, nie na ruchu polegających zaburzeń równowagi ośrodka, z prędkością stałą i określoną.

Rzućmy kamień na gładką powierzchnię stawu, zobaczymy wtedy, że zaburzenie sprawione tym sposobem w jednem miejscu rozchodzi się coraz dalej i dalej w postaci kolistych kręgów. Podobnie rozchodzą się fale na łanie zboża, gdy wiatr zawieje i t. d.

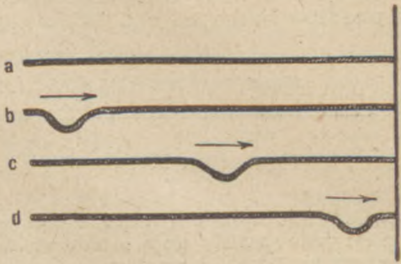
Zasadniczą cechą ruchu falowego jest ta, że w ośrodku, w którym się fala rozchodzi, pojawiają się także drobne, lokalne ruchy; cząstki jego nie oddalają się wiele od miejsca, które zajmują w stanie równowagi. Jeżeli np. rzucimy słomkę na wodę, po której idzie fala, zobaczymy, jak ona podniesie się na chwilkę do góry albo spadnie nadół, a potem powraca do miejsca, gdzie była poprzednio; gdy tymczasem sama fala, t. j. udzielanie się ruchu kolejno coraz to dalszym cząstkom, pójdzie dalej naprzód. Ruch postępowy, właściwy falom, polega na przesuwaniu się naprzód pewnego zaburzenia równowagi materji, a nie materji samej.

Drugą zasadniczą cechą ruchu falowego jest określona i skończona prędkość rozchodzenia się fal. Jeżeli rzucę kamień w pewnem miejscu do wody, to wywołana w ten sposób fala dojdzie do punktów dalszych tem później, im bardziej one są od tego miejsca oddalone. Prędkość rozchodzenia się fali nie ma nic wspólnego z prędkością ruchu lokalnego różnych cząstek ośrodka, w którym się fala rozchodzi.

109. Fale poprzeczne. W celu lepszego uzmysłowienia sposobu rozchodzenia się ruchu falowego, wyobraźmy sobie długi, sprężysty np. kauczukowy sznur (ryc. 120 a), przytwierdzony jednym końcem do ściany. Trzymając w ręku z pewnem napię-

ciem wolny jego koniec, uderzmy weń np. linją mocno i nagle. Wywołamy w ten sposób odkształcenie, sznur wygnie się, jak na ryc. 120 b. Odkształcenie nie obejmuje odrazu całości sznura, lecz będzie w pierwszej chwili zlokalizowane w miejscu bezpośrednio sąsiadującem z miejscem uderzonem.

Odkształcenie wywołane w powyższy sposób nie może utrzymać się trwale, niema tu bowiem siły, równoważącej oddziaływanie napiętego i wygiętego sznura. Za sprawą tego ostatniego sznur w miejscu odkształconem wróci napowrót do kształtu pierwotnego, a równocześnie pociągnie za sobą sąsiednie cząstki tak, że odkształcenie rozejdzie się dalej.



Ryc. 120.

Kształty, jakie kolejno sznur przybiera, są przedstawione na rysunku *(c* i *d).* Strzałki na tym rysunku wskazują kierunek rozchodzenia się fali; zakładamy przytem, że fala nie doszła jeszcze do ściany, do której sznur był przywiązany. W tym przykładzie przesunięcia cząstek sznura, zarówno jak ich ruch, mają kierunek prostopadły do kierunku rozchodzenia się fali; fale tego rodzaju nazywają się *poprzecznemi.*

110. Fale podłużne. Wyobraźmy sobie teraz rurę z obu stron otwartą (ryc. 121), napełnioną powietrzem. Wprowadźmy powietrze u jednego końca nagle w ruch, np. przez pchnięcie tłoka *a* w kierunku ku rurze. Powietrze zostanie nagle *zgęszczone*, jednocześnie zwiększy się na skutek sprężystości (ust. 107) jego ciśnienie, jednakże tylko u ujścia rury. Cząstki położone głębiej pozostaną narazie nie tknięte. Skutkiem zwiększonego ciśnienia pierwsza warstwa powietrza uderzy dalszą, podobnie jak tłok uderzył pierwszą, poczem rozpręży się, uderzy następną i t. d. W ten sposób powstanie fala zgęszczenia, która po pewnym czasie dojdzie do drugiego końca rury; działanie jej można uwidocznić, gdyż zdoła ona np. zdmuchnąć palącą się tam świecę.



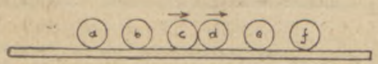
Ryc. 121.

Gdybyśmy, naodwrót, wyciągnęli tłok nagle z ujścia rury nazewnątrz, wywołalibyśmy u ujścia *rozrzedzenie* powietrza, które przenosiłoby się znowu wzdłuż rury coraz dalej i dalej, w postaci fali rozrzedzenia.

W obu tych przypadkach ruch cząstek, przez falę potrąconych, odbywa się równolegle do kierunku rozchodzenia się

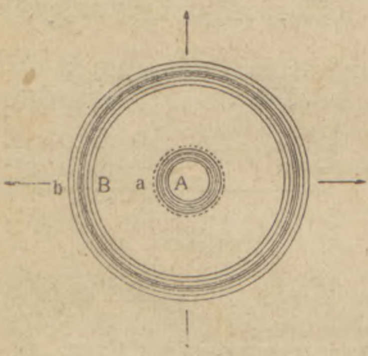
fali. Fala tego rodzaju nazywa się *podłużną*. Takie fale można wywoływać nietylko w powietrzu, lecz także we wszystkich cieczach, które są również ściśliwe, chociaż w mniejszym niż powietrze stopniu.

Do objaśnienia zjawiska, że cząstki ciał sprężystych po przejściu fali oddają swój ruch całkowicie cząstkom sąsiednim, możemy użyć przyrządu, przedstawionego na ryc. 122. Na gładkiej poziomej podstawie ustawiamy szereg kul sprężystych (np. z kości słoniowej), jednakowej wielkości i masy, w taki sposób, żeby między kulami zostały niewielkie, równe odstępy. Jeżeli przez potrącenie wprawimy pierwszą kulę *a* w ruch, wtedy uderzy ona z pewną prędkością kulę *b*. W ciągu uderzenia prędkość kuli *a* zostanie całkowicie zniesioną przez sprężysty i bezwładny opór kuli uderzonej (ust. 24); jednocześnie kula *b* nabywa takiej prędkości, jaką miała kula *a* i porusza się naprzód, aż do uderzenia o kulę *c* i t. d. W ten sposób ruch przenosi się z kuli na kulę, przyczem każda traci ruch po uderzeniu, a dopiero ostatnia, nie spotykając oporu, potoczy się dalej.



Ryc. 122.

111. Fale płaskie i kuliste. Rozchodzenie się zgęszczenia lub rozrzedzenia powietrza w rurze stanowi przykład fali *płaskiej;* w takiej fali wszystkie cząstki, leżące w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku rozchodzenia się fali, doznają jednakowych przesunięć i odbywają ruchy jednakowe. Mówimy krótko, że wtedy powierzchnia fali jest płaszczyzną. Są jednak i inne sposoby rozchodzenia się fali. Gdybyśmy np. kulistą bańkę mydlaną napełnili gazem piorunującym i spowodowali wybuch tego gazu, wtedy, rozszerzając się nagle i gwałtownie, uderzy on o wszystkie okalające cząstki powietrza, wywoła falę zgęszczenia kulistą, rozchodzącą się na wszystkie strony (ryc. 123). Zgęszczenie i ruch przenosić się będą do coraz to dalszych warstw, na coraz to większe kule *Aa*, *Bb* i t. d.



Ryc. 123.

112. Energja fal. Za pośrednictwem fal przewodzoną bywa energja ze źródła, w którem fale powstają, aż do najdalszych krańców ośrodka. Źródło wzbudzające fale wykonywa bowiem zawsze pracę; tak np. w przypadku, który rozważyliśmy w poprzednim ustępie, kula rozszerzająca się pracuje, albowiem pokonywa bezwładny i sprężysty opór otaczającego płynu. Skutkiem pracy tej nagromadza się w fali energja pod postacią zgęszczenia i ruchu cząstek. Zgęszczeniu odpowiada pewien

zapas energji potencjalnej, ruchowi zaś — energji kinetycznej; oba te rodzaje energji przechodzą wraz z falą do coraz to innych części ośrodka.

W przypadku fali płaskiej cały zapas energji, przypadający np. na 1 cm^2 powierzchni falowej, przenosi się naprzód bez zmiany.

W przypadku fali kulistej energja rozchodzi się na coraz to większe kule, rosnące w stosunku kwadratów ich promieni. A więc na 1 cm^2 powierzchni przypada coraz to mniej energji. Jeżeli w pewnej chwili powierzchnia fali kulistej, posiada promień r, który po upływie pewnego czasu zwiększy się do r_1, to ilości energji, przypadające w obu tych stanach na 1 cm^2 powierzchni, mają się *odwrotnie, jak kwadraty tych promieni.*

113. Prędkość fal. Ten sam ośrodek sprężysty może przewodzić fale różnego rodzaju. Jeżeli np. uderzymy młotkiem końcowy przekrój długiego pręta żelaznego, wówczas zgęszczenie, udzielone pierwotnie końcowi pręta, stanie się zawiązkiem fali, przebiegającej wzdłuż pręta, jako płaska fala zgęszczenia. Odkształcenia cząstek pręta, wywołane przez ten rodzaj fal, należą do rodzaju wydłużeń (względnie skróceń), o których była mowa przy rozważaniu wydłużenia pręta.

Pręt taki, utwierdzony jednym końcem, można również skręcić nagle na drugim końcu i wywołać lokalne odkształcenie postaci (ust. 75). Ono będzie źródłem fali skręcenia w uważanym pręcie. Różne te rodzaje fal mają też różne prędkości rozchodzenia się. W tym samym jednak rodzaju fal prędkość rozchodzenia się nie zależy ani od mocy wstrząśnienia ani od ilości energji, zawartej w fali. Jeżeli np. słyszymy zdaleka wystrzał z pistoletu i słabe uderzenie młotka, to fala, wywołana w powietrzu, wymaga w obu przypadkach tego samego czasu, aby przebiec od źródła wstrząśnienia do ucha, w którem wywołuje wrażenie głosu.

Dynamiczne wytłumaczenie postępu fal w ośrodkach sprężystych opiera się na sprężystości i bezwładności ośrodka. Prędkość rozchodzenia się fali zależy też tylko od tych dwóch czynników. Łatwo zgóry przewidzieć, że ruch tem łatwiej będzie przechodzić z jednej cząstki na drugą, im większa jest sprężystość i im mniejsza jest gęstość ośrodka. Dowiedziono rachunkiem, że prędkość fal, którą oznaczać będziemy przez c, zależy w istocie tylko od modułu sprężystości dla tego rodzaju odkształcenia, jakie fala wywołuje i od gęstości ośrodka. Zależność ta posiada zawsze kształt następujący:

$$c = \sqrt{\frac{\textit{moduł sprężystości}}{\textit{gęstość}}}.$$

Ciecze i gazy posiadają, jak wiadomo, tylko sprężystość objętościową; zmiany kształtu cząstek nie wzniecają w nich

żadnej reakcji sprężystej. W cieczach lub gazach rozchodzić się mogą zatem tylko fale, przewodzące zgęszczenia i rozrzedzenia, a więc fale podłużne. Oczywiście jest tu mowa o falach, polegających na sprężystem odkształceniu przewodnika. Zwyczajne fale na powierzchni wody rozchodzą się pod działaniem ciężkości i są falami poprzecznemi. Prędkość fal sprężystych wyraża wzór

$c = \sqrt{\frac{\sigma}{d}}$, gdzie d oznacza gęstość płynu, zaś σ jego moduł ściśliwości (ust. 74). Zastosujmy ten wzór do obliczenia prędkości, z jaką nagłe wstrząśnienia (głos) bywają przewodzone w wodzie. Moduł ściśliwości wody w temperaturze 15° posiada wartość (ust. 80):

$$\sigma = 20{\cdot}7 \times 10^6 \frac{Gr}{cm^2}, \text{ czyli } 20{\cdot}7 \times 981 \times 10^6 \frac{dyn}{cm^2};$$

gęstość wody d, w miarach układu bezwzględnego, równa się $1 \frac{gr}{cm^3}$. Stąd

$c = \sqrt{\frac{20{\cdot}7 \times 981 \times 10^6}{1}} = 142500 \frac{cm}{sek}$, t. j. około półtora kilometra w sekundzie. Bezpośrednie pomiary tej prędkości, wykonane przez Colladona i Sturma na jeziorze genewskiem, dały istotnie wynik niewiele od tego różny $\left(1435 \frac{m}{sek}\right)$.

Rozważmy jeszcze fale podłużne, rozchodzące się w ciałach stałych. Prędkość fali zależy w tym razie od gęstości pręta i od modułu sprężystości ε na wydłużenie. Przyjąwszy dla żelaza $\varepsilon = 1900 \times 10^6 \times 981 \frac{dyn}{cm^2}$, $d = 7{\cdot}86 \frac{gr}{cm^3}$, znajdujemy

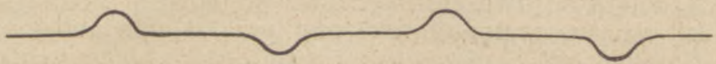
$c = 487000 \frac{cm}{sek} = 4{\cdot}9 \frac{km}{sek}$.

114. Fale perjodyczne. Najważniejsze z tych zjawisk fizycznych, które objaśniają się ruchem fal, a mianowicie przewodzenie głosu i światła, wymagają, abyśmy się zastanowili nietylko nad ruchem fali pojedyńczej, wzbudzonej jednorazowem wstrząśnięciem sprężystego przewodnika (ośrodka), lecz także nad ciągłem następstwem fal, jakie powstają, gdy wstrząśnienia takie powtarzają się perjodycznie.

Wyobraźmy sobie np., że ręka, trzymająca koniec sznura, któregośmy używali w doświadczeniach opisanych w ust. 109, udziela mu wstrząśnień, powtarzających się regularnie, pociągając np. jego wolny koniec naprzód do góry, następnie trzymając go przez chwilkę, a następnie pociągając go nadół. Każde wstrząśnienie udzielać się będzie kolejno cząstkom coraz to dalszym, tak, że po upływie np. 2 takich wstrząśnień do góry

i nadół sznur (dostatecznie długi) przybierze postać przedstawioną na ryc. 124.

Fale tego rodzaju, wywołane przez perjodyczne wstrząśnienia ośrodka, nazywają się *falami perjodycznemi*. Ustrój ich jest ściśle zależny od prawidła, według którego odbywa się ruch drgający źródła, wysyłającego fale. Jeżeli źródło porusza się



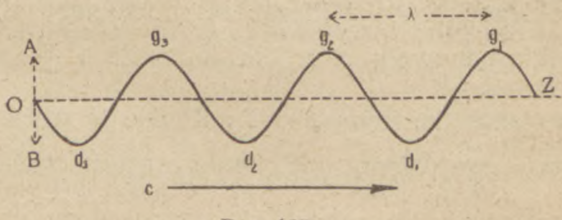
Ryc. 124.

ruchem drgającym prostym (wahadłowym), wtenczas fale, rozchodzące się z tego źródła, nazywają się *falami prostemi* albo *harmonicznemi*. Odchylenia s drgających cząstek zmieniają się wtedy z biegiem czasu t według wzoru (ust. 28)

$$s = a \sin \frac{2\pi t}{T}.$$

115. Fale proste. Przypuśćmy, że źródło, wywołujące fale na sznurze, wykonywa ruch wahadłowy do góry i nadół, w granicach AB (ryc. 125).

Podobnie jak pojedyncze wstrząśnienie, tak też następstwo wstrząśnień, powtarzających się perjodycznie, rozchodzi się wzdłuż sznura z prędkością stałą c. Każde wstrząśnienie dostaje się z biegiem czasu kolejno do każdej cząstki sznura, tem później jednak, im dalej jest ona położona od źródła fal. Sznur będzie się tedy wyginał.



Ryc. 125.

Te jego części, do których dobiegły właśnie odchylenia, skierowane do góry, stanowią t. zw. *grzbiety* fal $g_1, g_2, g_3 \ldots$, części uchylone nadół nazywają się *dolinami* fal $d_1, d_2, d_3 \ldots$ Odległość od jednego grzbietu do następnego albo równa jej odległość doliny od doliny nazywa się *długością fali*. Długość ta, oznaczana zwykle literą λ, liczy się tedy zawsze *w kierunku rozchodzenia się fal*. Kształt, w jaki układa się sznur podczas przebiegu fal, nosi nazwę *linji falowej* uważanego ruchu. Ryc. 125 wyobraża postać sznura w chwili, gdy po dokonaniu trzech pełnych wahań, do góry i nadół, źródło fal przechodzi właśnie

przez położenie równowagi O, dążąc do góry. Widać, że początek zaburzenia Z odbiegł wtedy już o trzy długości fali, 3λ, od punktu O.

Każda faza zaburzenia równowagi sznura biegnie tedy naprzód z prędkością c, ustępując miejsca rodzącym się wciąż u źródła nowym falom. Podczas jednego całkowitego drgnienia źródła tam i zpowrotem, które trwa czas T, każdy grzbiet i każda dolina posuwa się naprzód z prędkością c o długość λ, a na ich miejsce wstępuje następny grzbiet albo następna dolina. *Długość fali λ równa się zatem drodze, jaką każda faza fali przebiega w czasie jednego okresu drgania.* Mamy zatem zawsze:

$$\lambda = cT.$$

Postarajmy się teraz znaleźć wyrażenie, określające odchylenie dowolnej cząstki sznura (albo w ogólnym przypadku ośrodka) od położenia równowagi, w jakiejkolwiek chwili t. Cząstka stykająca się bezpośrednio ze źródłem, która wraz ze źródłem wykonywa ruch drgający prosty, posiada w czasie t odchylenie s, określone wzorem $s = a \sin 2\pi \frac{t}{T}$. W tym wzorze a oznacza amplitudę ruchu $(OA = OB)$, zaś T okres całkowitego drgania. Weźmy teraz cząstkę odległą o x od źródła. Wskutek tego, że fala potrzebuje czasu $\frac{x}{c}$, żeby od źródła dojść do tej cząstki, ruch i odchylenie panujące w niej po upływie akiegoś czasu t (licząc od dowolnego początku) będą takie, jakie panowały u źródła w czasie o $\frac{x}{c}$ wcześniejszym, czyli w czasie równym $t - \frac{x}{c}$. Kładąc tę wartość czasu w równanie na s, znajdziemy odchylenie cząstki uważanej

$$s = a \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{c}\right) \text{ albo}$$

$$s = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right).$$

Wykreśliwszy według tego wzoru odchylenia różnych cząstek sznura i połączywszy znalezione punkty linją ciągłą, otrzymamy kształt, jaki sznur przyjmuje w tej chwili t, do której odniósł się nasz rachunek. Linja ta, przedstawiona na ryc. 125 nazywa się *sinusoidą*. Podczas rozchodzenia się fali sinusoida ta, nie zmieniając kształtu, biegnie naprzód wzdłuż sznura z prędkością c.

Każda cząstka sznura dostawać się będzie podczas przebiegu tej sinusoidy naprzemian na jej grzbiety i spadać będzie w doliny. Innemi słowy, *faza* jej drgania, wyrażona przez kąt $2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)$, przyjmować będzie pokolei wszystkie wartości od 0° do 360° i dalej.

Wszystko to, cośmy dotychczas mówili o falach *prostych poprzecznych*, stosuje się też do takich fal *podłużnych*, z tą różnicą, że pionowe wysokości linji falowej przedstawiają teraz przesunięcia cząstek, które w rzeczywistości odbywają się równolegle do kierunku rozchodzenia się fali. W tym przypadku linja falowa oczywiście nie będzie już przedstawiać rzeczywistego kształtu ośrodka, a będzie tylko graficznem przedstawieniem przesunięć jego cząstek. Taką falę moglibyśmy wywołać w płynie znajdującym się w rurze (ryc. 121), gdybyśmy u ujścia tej rury poruszali tłok ruchem harmonicznym ku rurze i zpowrotem.

116. Prawo o składaniu małych odchyleń. W przeważnej części zastosowań nauki o falowaniu (akustyka, optyka) zaburzenia, przewodzone w ośrodku przez fale, bywają bardzo drobne i nikłe. Ośrodek, zajęty przez takie fale, jest tak nieznacznie zmieniony w swych własnościach, że inny system fal, pochodzący z drugiego źródła, rozwijać się w nim będzie i rozchodzić zupełnie niemal tak samo, jakby się rozwijał i rozchodził w ośrodku, pozostającym w spoczynku. Każda cząstka, odchylona już przez pierwszy system fal w jakimkolwiek kierunku, dozna od drugiego systemu takiego odchylenia i w takim kierunku, jakiegoby doznała, gdyby była pierwotnie w swem położeniu równowagi. Odchylenie jej rzeczywiste będzie zatem wypadkową obu odchyleń składowych. Krótko mówiąc, takie dwa systemy fal nie przeszkadzają sobie zgoła w rozchodzeniu się. Na tej zasadzie np. dwie rozmowy mogą toczyć się w pokoju, za pośrednictwem fal głosowych, rozchodzących się jednocześnie w tej samej masie powietrza.

117. Interferencja fal. Jeżeli w przewodniku istnieją jednocześnie dwa szeregi fal o jednakowej długości fali, a każdy odchyla pewną cząstkę przewodnika w kierunku tej samej linji prostej, wtenczas te dwa układy fal będą się w tym punkcie wzmacniały albo osłabiały, zależnie od tego, czy one odchylają uważaną cząstkę w tym samym, czy w przeciwnym kierunku. Zjawisko takie nazywa się *interferencją* fal.

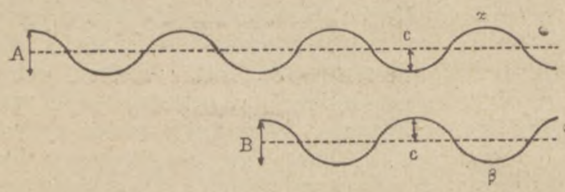
Jeżeli odchylenia obu mają kierunki przeciwne, a nadto są równe co do wartości, wówczas odchylenie wypadkowe będzie zero.

Spoczynek cząstki, w której spotykają się dwa szeregi fal, może być niekiedy trwały; to zdarza się, jeżeli wszystkie fale,

wychodzące z uważanych dwu źródeł, znoszą się wzajemnie przy spotkaniu w danej cząstce we *wszystkich fazach* drgań, jakich jej udzielają.

Przykłady interferencji fal spotyka się często w akustyce. Szczególnie jednak ważne i wybitne są w optyce.

Weźmy np. dwa źródła fal *A* i *B* (ryc. 126), wykonywujące ruchy drgające proste w okresach jednakowych, z jednakowemi amplitudami ruchu. Niechaj fazy tych ruchów będą zgodne; znaczy to, że cząstki *A* i *B* przechodzą jednocześnie przez położenia równowagi, jednocześnie odchylają się do góry lub nadół i t. d. Linja *Aα* wyobraża szereg fal pochodzących ze źródła *A*; *Bβ* szereg fal wzbudzonych przez *B*; *c* oznacza cząstkę przewodnika, której odlegległość od *B* jest, dajmy na to, o $1\frac{1}{2}$ długości fali $\left(\frac{3\lambda}{2}\right)$ krótsza, aniżeli odległość od *A*. W chwili, do której rysunek się odnosi ruch *A* odchyla tę cząstkę nadół, ruch *B* do góry. Odchylenia te znoszą się więc wzajemnie. Łatwo zauważyć, że one będą się także znosiły we wszystkich fazach drgania. Cząstka *c* będzie ciągle w spoczynku; fale w tym punkcie znoszą się wzajemnie.

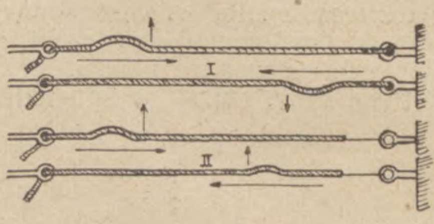


Ryc. 126.

To samo zachodzić będzie w uważanym przypadku nietylko w punkcie *c*, lecz w każdym punkcie, którego odległość od jednego źródła jest o nieparzystą wielokrotność połowy długości fali większa, aniżeli od drugiego źródła. Przeciwnie zaś, w punktach jednakowo od źródła odległych albo też w takich, których różnica odległości od źródeł równa się parzystej wielokrotności połowy długości fali (punkty te leżą na prostych innych aniżeli *Ac* i *Bc*), ruchy będą się wzmacniać; odchylenia w takich punktach będą (w myśl prawa o składaniu małych odchyleń) dwa razy większe, aniżeli te, któreby sprawiła każda fala oddzielnie.

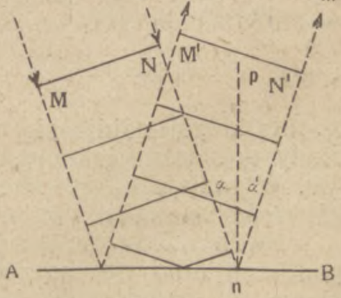
118. Odbicie fal. Fala płaska, postępująca w ośrodku jednolitym, sprężystym i pozbawionym tarcia, rozchodzi się bez zmiany tak daleko, jak sięga sam ośrodek. Na jego granicy fala dzieli się w ogólności na falę odbitą, która wraca do ośrodka pierwszego i na przepuszczoną, przenikającą do wnętrza ośrodka ościennego.

Weźmy na uwagę sznur, przywiązany do ściany, po którym idzie fala (ryc. 127, I). Wskutek odkształcenia i ruchu, jaki posiadają cząstki przewodnika, fala spotkawszy ścianę, wywiera na nią ciśnienie, szarpie ją w kierunku do góry. Wobec tego działania ściana oddziaływa w przeciwnym kierunku. W istocie cząstki przewodnika, leżące tuż przy ścianie, nie mogą się poruszyć, albowiem ściana zagradza im drogę; prędkości, które fala usiłuje im nadać, zostaną w zupełności zniszczone przez oddziaływanie ściany. Inaczej mówiąc, oddziaływanie to udziela cząstkom sznura, leżącym przy ścianie, prędkości równych, ale mających kierunek przeciwny, aniżeli prędkości, udzielone im przez falę. Otóż te wstrząśnienia udzielone przez ścianę nie giną, lecz stają się źródłem nowej fali, fali odbitej. Na mocy prawa o składaniu małych odchyleń, fala ta przebija się nawskróś przez falę pierwotną i oddala się od ściany w kierunku przeciwnym. Ponieważ impulsy, wychodzące ze ściany, mają kierunek wprost przeciwny impulsom, pochodzącym od fali, padającej na ścianę, przeto cząstki przewodnika muszą mieć w fali odbitej prędkości i odchylenia, skierowane *przeciwnie, niż w fali padającej.*



Ryc. 127.

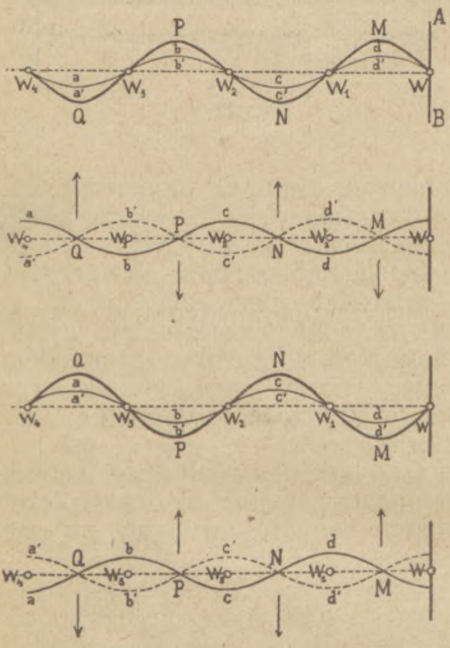
Zjawisko odbicia przebiega odmiennie, jeżeli drugi ośrodek jest mniej bezwładny, a więcej podatny, aniżeli pierwszy. Jeżeli wtedy fala biegnąca w pierwszym ośrodku dosięgnie cząstek, leżących na granicy, wtenczas cząstki te uzyskają wskutek mniejszego oporu od strony drugiego przewodnika prędkość większą od tej, jakąby uzyskały, gdyby ośrodek sięgał nieprzerwanie dalej. Można więc powiedzieć, że cząstki graniczne doznają impulsów tak samo skierowanych, jak w fali padającej.



Ryc. 128.

Możemy urzeczywistnić ten przypadek, jeżeli, zamiast umocowywać u ściany koniec sznura, przewodzącego fale, uwiążemy go do cienkiej i wiotkiej nitki (jak na ryc. 127, II). Prędkości w fali odbitej będą w tym przypadku tak samo skierowane, jak w padającej (grzbiet odbija się jako grzbiet, dolina jako dolina).

Przykład takiego sznura objaśnia sposób odbijania się fal płaskich w powietrzu, wodzie i t. p. od płaszczyzny granicznej, równoległej do czoła fali. W przypadku ogólniejszym fala płaska spotyka powierzchnię pod pewnym kątem, jak to przedstawia ryc. 128. *AB* jest powierzchnią graniczną, *MN* płaską powierzchnią fali, zaś *mn* kierunkiem rozchodzenia się fali albo inaczej jej *promieniem*. Kąt α, jaki promień tworzy z prostą *pn*, prostopadłą do powierzchni granicznej, nazywamy *kątem padania*. Po odbiciu fala pozostaje płaską, lecz kierunek promienia fali odbitej jest inny, aniżeli w fali padającej. *Kątem odbicia* (α') nazywamy kąt, jaki promień odbity *(nm')* wytworzy z prostopadłą *pn*. Otóż prawo odbicia można wyrazić jak następuje: 1) promień odbity leży w *płaszczyźnie padania*, poprowadzonej przez promień padający i przez prostopadłą *pn*; 2) kąt odbicia α' równa się kątowi padania α.



Ryc. 129.

119. Fale stojące. Rozpatrzmy obecnie szczegółowo przypadek interferencji dwu szeregów fal płaskich, które poruszają się wprost naprzeciw siebie. Załóżmy, że odpowiednie im drgania są drganiami prostemi i że mają jednakowe amplitudy i okresy drgania. Przypadek ten zdarza się zawsze, gdy szereg fal płaskich spotyka prostopadle ścianę, od której odbija się całkowicie. Cząstki przewodnika będą wtedy poruszane jednocześnie przez fale pierwotne i przez odbite. Wynikiem interferencji będą w tym przypadku tak zwane *fale stojące*.

Niech *AB* wyobraża ścianę stałą, o którą uderzają płaskie (podłużne albo poprzeczne) fale. Niech *a b c d* wyobraża linję falową fal padających. Linja ta leci, dajmy na to, na prawo z prędkością *c*. Linja falowa fal odbitych, takaż sama, leci na lewo z tą samą prędkością *c*. W pewnej chwili (ryc. 129, I) obie te linje *a b c d* i *d' c' b' a'* będą się nakrywały. Z ich spotkania się wypadnie linja wzmocniona *M N P Q* o amplitudzie podwójnej.

Punkty W, W_1, W_2... ośrodka zajmują wtedy położenie równowagi.

W chwili późniejszej o ćwiartkę okresu drgania linja *abcd* posunie się na prawo o $\frac{\lambda}{4}$; o tyleż posunie się *d'c'b'a'* na lewo. One rozminą się tedy o połowę długości fali (ryc. II). Grzbiety spotkają się z dolinami; wszystkie punkty, a także W, W_1 W_2... znajdują się teraz w położeniu równowagi.

Jeszcze o ćwiartkę okresu później rozminięcie się dojdzie do całej długości λ, obie linje nakrywają się znowu (ryc. III). Punkty W, W_1, W_2..., zwane *węzłami*, zajmują wciąż położenie równowagi; te natomiast (leżące pośrodku między węzłami), które miały z początku odchylenia do $MNPQ$ wgórę, odchylone są teraz o tyle wdół.

Z tego przedstawienia widać, że spotkanie się takich dwu szeregów fal daje ruch wypadkowy, w którym zatarło się całkowicie poruszanie się fal naprzód. Fala wypadkowa stoi na miejscu. Węzły W, W_1, W_2..., są trwale nieruchome, punkty M, N, P, Q, leżące pośrodku między niemi, zwane *strzałkami*, drgają na miejscu z amplitudą zdwojoną. W strzałkach sąsiednich odchylenia mają zawsze kierunki przeciwne.

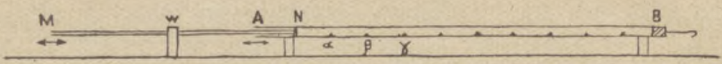
Odstęp dwu sąsiednich węzłów albo dwu sąsiednich strzałek równa się zawsze połowie długości fali $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$.

Umiejscowienie ruchu falowego metodą fal stojących stanowi jeden z najdzielniejszych sposobów doświadczalnego badania fal nawet takich, które poruszają się z bardzo wielką prędkością. Nieruchome węzły można w ten lub ów sposób uwidocznić. Zmierzywszy ich odstęp $=\frac{\lambda}{2}$, można obliczyć prędkość c, jeśli okres T jest znany, bo $c = \frac{\lambda}{T}$, albo też okres drgania T, jeśli c jest znane, gdyż $T = \frac{\lambda}{c}$.

Jeśli fala odbija się od nieruchomej ściany, wtedy pierwszy węzeł leży koniecznie na ścianie (jak na rysunku). Fale stojące zaczynają się natomiast od strzałki, jeśli fala odbija się od wolnego końca przewodnika. Pierwszy węzeł będzie wtedy oddalony od granicy o $\frac{\lambda}{4}$.

120. Doświadczenie Kundta. Fale stojące w powietrzu można wytworzyć sposobem podanym przez Kundta. Wyobraźmy sobie poziomą rurę szklaną, zamkniętą u jednego końca B, (ryc. 130), do której nasypano cokolwiek lekkiego proszku (zarodnik widłaka, t. zw. lycopodium, opiłki korkowe lub t. p.). Naprzeciwko

wolnego końca *A* rury utwierdzony jest pręt szklany *MN*, zakończony tłoczkiem *N;* pręt, przez pocieranie wilgotnem suknem, wprowadza się w silne drganie podłużne. Koniec pręta drgający naprzemian ku rurze i w kierunku przeciwnym jest źródłem



Ryc. 130.

fal w gazie, które, razem z falami odbitemi od zamkniętego końca rury, tworzą fale stojące. Drganie cząstek gazu, towarzyszące fali, zmiata proszek z tych miejsc, gdzie tworzą się strzałki, a gromadzi go w węzłach; wskutek tego węzły odznaczają się wyraźnie szeregiem prążków α, β, γ,...

ROZDZIAŁ V.

Akustyka.

121. **Fale głosowe.** Nagłe wstrząśnienie jakiegolwiek ciała wywołuje, jak okazano w rozdziale poprzednim, falę zgęszczenia lub rozrzedzenia w otaczającem powietrzu. Fala taka doszedłszy do przewodu usznego wywołuje wstrząśnienie narządu słuchu. Odczuwamy wtedy wrażenie *głosu*. Pojedyńcza nagła fala udziela się uchu jako głos krótki, urwany (huk, stuk, brzęk i t. p.). Szybkie następstwo takich fal daje głos ciągły, np. szmer wody, dźwięk struny i t. p. Fale ściśle perjodyczne, przewodzącze wstrząśnienia jednakowe, powtarzające się w równych odstępach czasu, dają wrażenie głosowe ciągłe i niezmienne, zwane *dźwiękiem*. Wstrząśnienia nieregularne sprawiają wrażenia głosowe, zwane *szmerami*. Ażeby powtarzające się wstrząśnienia związały się we wrażeniu w dźwięk ciągły, potrzeba, jak uczy doświadczenie, żeby częstość ich (liczba drgań całkowitych, tam i napowrót) wynosiła conajmniej 20—30 w sekundzie. Wstrząśnienia zbyt częste, przekraczające więcej niż około 20000 razy w sekundzie, nie są wcale słyszane. Te granice słyszalności zależne są zresztą w wysokim stopniu od własności indywidualnych ucha.

Przewodnik materjalny jest koniecznym warunkiem rozchodzenia się głosu. Zwykle przewodnikiem głosu bywa powietrze; głos jednak może się rozchodzić w wodzie, w drzewie, ziemi, drutach i t. p. W próżni głos nie rozchodzi się wcale. Można to okazać np. w ten sposób, że dźwięczący dzwonek wstawiamy pod dzwon pompy pneumatycznej; w miarę rozrzedzania powietrza głos naprzód słabnie, a wreszcie zanika, chociaż widać jeszcze ruch dzwonka.

122. **Prędkość rozchodzenia się głosu** zależy od natury przewodnika, w którym głos się rozchodzi. Prędkość tę w powietrzu zmierzyli po raz pierwszy członkowie akademji paryskiej w r. 1738 w ten sposób, że wymierzyli czas, upływający między pojawieniem się błysku, towarzyszącemu wystrzałowi z działa umieszczonego w odległości znanej, a hukiem tego wy-

strzału. Podzieliwszy tę odległość przez czas, dostajemy prędkość głosu, albowiem czas potrzebny do przejścia światła jest tak krótki, że można go tutaj całkiem zaniedbać. Znaleziona w ten sposób prędkość głosu wynosi około 340 metrów na sekundę.

Wiemy, że powietrzu mogą powstawać tylko podłużne fale zgęszczeń i rozrzedzeń. Takiemi więc falami są fale głosowe. Możemy obliczyć ich prędkość zapomocą wzoru podanego w ustępie 113, jeżeli znaną jest wartość modułu ściśliwości powietrza i jego gęstość. Moduł ściśliwości gazu, utrzymywanego w stałej temperaturze, równa się prężności, panującej przed odkształceniem (ust. 107). Przy szybkich zmianach gęstości, jakie towarzyszą falom głosowym, wywołanym przez nagłe wstrząśnienia, warunek stałości temperatury nie jest spełniony; gaz zgęszczony nagle ogrzewa się, rozrzedzony ostyga. Zmiany temperatury, towarzyszące tym odkształceniom, czynią gaz trudniej ściśliwym. W nauce o cieple dowodzi się, że moduł ściśliwości nie równa się w tym razie p (ciśnienie), lecz kp, gdzie k jest pewną liczbą, zależną od rodzaju gazu. Jeżeli ściśniemy np. powietrze tak nagle, żeby rozgrzanie towarzyszące zgęszczeniu nie miało czasu ustąpić, wówczas znajdziemy, że ono jest 1·405 razy trudniej ściśliwe, aniżeli przy powolnem zgęszczaniu, gdy temperatura wyrównywa się przez odpływ ciepła. Prędkość fal głosowych oblicza się więc według wzoru $c = \sqrt{\frac{1{\cdot}405\,p}{d}}$. W powietrzu suchem o temperaturze 0°, pod ciśnieniem 1-nej atmosfery $= 1013000 \frac{dyn}{cm^2}$, jest $d = 0{\cdot}001293 \frac{gr}{cm^3}$, a zatem c wynosi wtedy $\sqrt{\frac{1{\cdot}405 \times 1013000}{0{\cdot}001293}} = 332 \frac{m}{sek}$; w temperaturze 15° znajdziemy $341 \frac{m}{sek}$ i t. p.

Według prawa Boyle'a stosunek $\frac{p}{d}$ w pewnym gazie jest liczbą stałą, zależną tylko od temperatury; z tego wynika, że prędkość głosu w gazach, w danej temperaturze, nie zależy od ciśnienia ani od gęstości gazu, t. j. wartość jej w gazie zgęszczonym jest taka sama, jak w rozrzedzonym.

Prędkość głosu w powietrzu poruszającem się, podczas wiatru, jest większa albo mniejsza aniżeli w powietrzu nieruchomem. Zależy to od tego, czy fale głosowe postępują z wiatrem, czy naprzeciw wiatru. Fale bowiem unoszone są wraz z przewodnikiem, wskutek tego prędkość ich zmienia się o prędkość samego przewodnika.

123. Odbicie fal głosowych nazywamy echem lub odgłosem. Fale odbite powstają na każdej powierzchni, odgraniczającej dwa przewodniki różnej sprężystości i gęstości. Ciała stałe większych rozmiarów (domy, góry i t. p.), woda, chmury i t. d. odbijają głos. Część głosu udziela się drugiemu przewodnikowi jako fala głosowa przepuszczona, reszta stanowi falę odbitą.

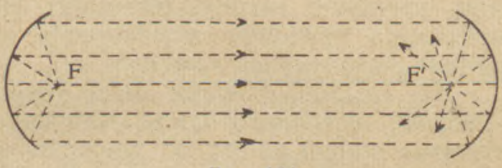
Żeby echo powtórzyło wyraźnie jakiś głos (np. zgłoskę lub wyraz) musi upłynąć między końcem tego głosu, a początkiem echa pewien choćby drobny przeciąg czasu. W przeciwnym razie słyszymy niemal jednocześnie głos ze źródła i echo, nie

rozróżniając ostatniego jako głosu odrębnego. Jeżeli zaś odległość ściany odbijającej od źródła jest taka, że głos przebiegnie ją dwukrotnie, tam i napowrót, w czasie potrzebnym do wydania głosu, natenczas natychmiast po wydaniu głosu usłyszymy jego odgłos.

Fale głosowe mogą się odbijać wielokrotnie; jeżeli fala po każdem odbiciu dochodzi do ucha, wtedy powstaje echo wielokrotne, powtarzające wielokrotnie zgłoskę lub wyraz.

Interesujące zjawiska powstają częstokroć wskutek odbicia się głosu od powierzchni zakrzywionych, np. od wklęsłych ścian, parabolicznych zwierciadeł i t. d. Zwierciadło paraboliczne wklęsłe ma tę własność, że fale wzbudzone w pewnym punkcie, zwanym ogniskiem zwierciadła, tworzą po odbiciu falę płaską, biegnącą w jednym kierunku z niezmiennem natężeniem.

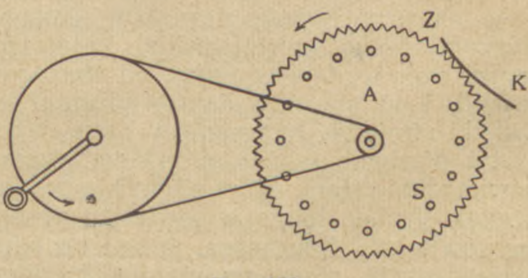
Na rysunku 131 punkt *F* wyobraża ognisko, zaś linje proste, wychodzące z ogniska, przedstawiają promienie fali; promienie te po odbiciu tworzą wiązkę równoległą, cechującą falę płaską. Jeżeli taka fala trafi drugie zwierciadło paraboliczne, wtenczas całe falowanie skupi się w jego ognisku *F'*, w którem natężenie będzie daleko silniejszem, aniżeli w fali padającej. Jak bowiem widać z rysunku, każdy promień fali padającej na zwierciadło zostanie przez odbicie skierowany ku ognisku zwierciadła.



Ryc. 131.

Jeżeli zatem w *F* umieścimy np. cicho idący zegarek, usłyszymy go wyraźnie, trzymając ucho w pobliżu *F'*, chociażby odległość między zwierciadłami była znaczna.

124. Znamiona dźwięków. Mówiliśmy już, że dźwięk powstaje wtenczas, gdy źródło głosu, wraz z cząstkami przewodnika, wykonywa ruch ściśle perjodyczny. Rodzaj wstrząśnień tudzież sposoby ich wywołania mają tutaj znaczenie podrzędne. Dźwięk powstaje, gdy np. przyłożymy kartkę papieru *K* do zębów *Z* koła obracającego się szybko, byle obrót był jednostajny, a zęby równe i w równych odstępach (ryc. 132). Dźwięki można wywoływać również zapomocą przyrządów zwanych *syrenami*, przez przerywanie silnego prądu powietrza w równych odstępach czasu.



Ryc. 132.

Syrena w najprostszej formie składa się z krążka *A* (ryc. 132), opatrzonego na obwodzie szeregiem otworów *S* w równych odstępach od siebie. Krążek ten umieszcza się na wirówce i wprowadza w szybki, jednostajny obrót. Jeżeli podczas obrotu krążka skierujemy na jego otwory prąd powietrza (np. z ust lub miecha), usłyszymy dźwięk o wysokości tem większej, im szybszy jest obrót i im gęstsze otwory. W celu określenia liczby wstrząśnień powietrza, przyrząd zaopatrzony jest w liczydło, wskazujące, ile obrotów w sekundzie wykonywa krążek. Jeżeli liczba ta wynosi *N*, a *i* jest liczbą otworów, to częstość wstrząśnień powietrza na sekundę *(n)* określona jest wzorem.

$$n = iN.$$

Źródłami dźwięku bywają najczęściej ciała sprężyste drgające: pręty sprężyste, struny, piszczałki, płyty i t. p.; tę zdolność wydawania dźwięków zawdzięczają ciała sprężyste nader dokładnej perjodyczności ruchów.

W każdym dźwięku ucho rozpoznaje trojaką własność: *natężenie, wysokość* i *barwę*. Natężenie dźwięku czyli wielkość wrażenia słuchu zależy od wielkości amplitudy drgania, jak też od wrażliwości ucha na dany rodzaj głosu. Jako fizyczną miarę natężenia głosu przyjmuje się energję ruchu drgającego cząstek powietrza, przewodzącego głos. Łatwo się przekonać, że wielkość tej energji jest proporcjonalna do kwadratu amplitudy drgania. Energja bowiem cząstki drgającej jest w chwili jej przejścia przez położenie równowagi całkowicie energją kinetyczną, proporcjonalną do kwadratu prędkości. Prędkość zaś jest w ruchu drgającym tem większa, im większa jest amplituda drgania. Nie należy jednak zapominać, że ta miara natężenia nie daje jeszcze wyobrażenia o wielkości wrażenia słuchowego, albowiem ucho ludzkie posiada wrażliwość niejednakową na różne rodzaje dźwięków i głosów; np. dźwięki wysokie słyszymy lepiej, aniżeli niskie. Natężenie głosu zależy od własności ciała wydającego głos, od własności przewodnika fal głosowych i od sposobu doprowadzenia głosu do ucha. Tak np. widełki strojowe, trzymane w ręku, wydają głos słaby; oparte o stół dźwięczą głośno, albowiem wprowadzają w drganie całą powierzchnię stołu, która udziela je powietrzu. Stosunkowo słaby dźwięk słychać dobrze w powietrzu gęstem (np. podczas silnych mrozów), gdy tymczasem brzmi on bardzo słabo w powietrzu rozrzedzonem, albowiem energja kinetyczna drgań, udzielających się uchu, jest proporcjonalna do masy drgającego przewodnika.

Jeżeli głos rozchodzi się na wszystkie strony w postaci fal kulistych, to energja tych fal, a więc i natężenie głosu, jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości źródła od ucha. Wszelkie urządzenia, zapobiegające wszechstronnemu roz-

praszaniu się głosu (zwierciadło paraboliczne albo podobnie działająca tuba głosowa) zwiększają jego natężenie.

125. Wysokość dźwięku. Ucho rozróżnia dźwięki różnej wysokości. Jeżeli np. drgają dwie jednakowo napięte i jednakowej grubości struny, powiemy bez wahania, że dźwięk struny krótszej jest wyższy, aniżeli dźwięk struny dłuższej. Doświadczenie uczy, że wrażenie wysokości jest zawsze jednakowe, jeżeli częstość drgań jest jednakowa, bez względu na to, z jakiego źródła dźwięk pochodzi i bez względu na jego natężenie. *Wysokość dźwięku zależy jedynie od częstości drgań.* Fizyczną miarą wysokości dźwięku jest częstość, t. j. liczba n drgań, przypadających na sekundę. Jeżeli okres drgania wynosi T sekund, to na jedną sekundę przypada $\frac{1}{T}$ drgań, a zatem $n = \frac{1}{T}$.

Istnieją liczne metody określenia wysokości dźwięku. Mając ucho muzycznie wykształcone, możemy posługiwać się w tym celu syreną. Słysząc mianowicie dźwięk o nieznanej wysokości, dostrajamy syrenę, przez zmianę szybkości jej obrotu, do wysokości tego dźwięku. Częstość drgań dźwięku syreny o równej wysokości z danym dźwiękiem jest wysokością dźwięku badanego.



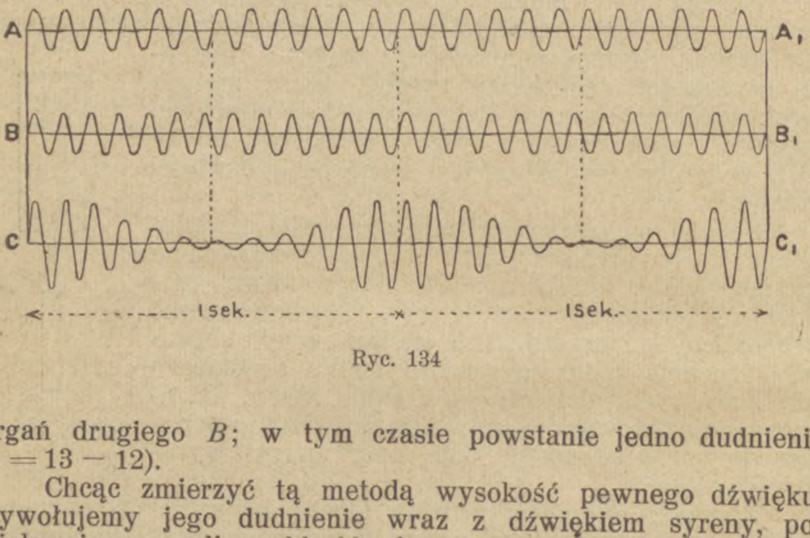
Ryc. 133.

Sposób *graficzny* mierzenia wysokości dźwięku polega na wykreśleniu linji falowej przez samo drgające ciało. Jeżeli np. widełki strojowe zaopatrzymy lekkim rysikiem d (ryc. 133) i przesuwać je będziemy podczas drgania wzdłuż szyby okopconej s ruchem jednostajnym ze znaną szybkością tak, żeby rysik dotykał się zlekka szyby, dostaniemy linję falową drgań widełek. Liczba fal narysowanych w sekundzie daje nam wprost wysokość dźwięku.

Zjawisko *dudnienia* pozwala też określić wysokość pewnego dźwięku w porównaniu z innym, znanej wysokości. Wyobraźmy sobie naprzód dwa źródła głosu, np. dwie jednakowe piszczałki, dające dźwięki jednakowej wysokości. Gdy jednę z nich rozstroimy nieznacznie, np. przez zbliżenie ręki do jej otworu, wtedy dźwięki przestaną zlewać się równomiernie, a wystąpi t. zw. dudnienie, głos nabrzmiewa naprzemian i cichnie w równych odstępach czasu. Okażemy, że liczba N tych dudnień w sekundzie równa się różnicy wysokości obu dźwięków: $n_2 - n_1$. Dajmy na to, że w przeciągu pewnego czasu t pierwsze źródło wykonywa o jedno drganie więcej aniżeli drugie (x i $x + 1$). Wysokości ich dźwięku wynoszą zatem $n_1 = \frac{x}{t}$, $n_2 = \frac{x}{t} + \frac{1}{t}$.

Jeżeli na początku tego czasu t źródła drgają w jednakowych fazach, wtedy zgęszczenie jednej fali zejdzie się w uchu ze zgęszczeniem drugiej, oba dźwięki wzmocnią się wzajemnie; to samo nastąpi na końcu czasu t, gdy wyższe źródło wyprzedziło niższe o jedno całkowite drgnienie. Natomiast w środku czasu t wyprzedzenie to będzie wynosiło tylko połowę drgania; wtedy fazy obu fal będą przeciwne, zgęszczenie jednej spotyka się w uchu z rozrzedzeniem drugiej i nastąpi wzajemne osłabienie dźwięków. Skoro na czas t sekund przypada jedno osłabienie głosu, to liczba ich N w sekundzie będzie $\frac{1}{t}$, co wynosi właśnie $n_2 - n_1$.

Tworzenie się dudnień uzmysławia ryc. 134, odnosząca się do przypadku, gdy na 12 drgań jednego źródła A przypada 13



Ryc. 134

drgań drugiego B; w tym czasie powstanie jedno dudnienie ($1 = 13 - 12$).

Chcąc zmierzyć tą metodą wysokość pewnego dźwięku, wywołujemy jego dudnienie wraz z dźwiękiem syreny, powiększając powoli szybkość obrotu tej ostatniej, dopóki nie usłyszymy dudnień tak powolnych, żeby można było dogodnie policzyć ich częstość. Wysokość dźwięku badanego n_2 równa się znanej wysokości dźwięku syreny n_1, powiększonej o częstość dudnienia N.

126. Zasada Dopplera. Dźwięk wydaje się nam wyższym, jeżeli odległość między uchem a źródłem dźwięku maleje, przeciwnie wydaje się niższym, jeżeli ta odległość wzrasta. Tak np. wysokość tonu piszczałki lokomotywy nieruchomej zdaje się podnosić, gdy zbliżamy się ku niej szybko jadącym pociągiem; opada znowu, gdy minąwszy, oddalamy się od niej. To samo objawia się, gdy lokomotywa gwiżdżąca przejeżdża szybko obok

nas. W pierwszym przypadku ucho biegnie naprzeciw fal, chwyta je przeto częściej; w drugim ucieka przed niemi.

Przypuszczam, że oddalam się od nieruchomego źródła dźwięku (okres drgania T, wysokość $n = \frac{1}{T}$) z prędkością v, podczas gdy prędkość głosu w powietrzu wynosi c. W pewnej chwili uderzyło moje ucho np. jedno ze zgęszczeń, wysyłanych przez źródło. Gdybym się nie był oddalał, to następne zgęszczenie, które w chwili otrzymania poprzedniego było odemnie oddalone o $\lambda = cT = \frac{c}{n}$, otrzymałbym po upływie czasu $T = \frac{1}{n}$. W rzeczywistości otrzymam je dopiero po upływie czasu dłuższego $T' = \frac{1}{n'}$, albowiem od pierwotnego miejsca oddaliłem się o długość $vT' = \frac{v}{n'}$, a fala, ażeby mnie dogonić, musi przebyć z prędkością c drogę $\lambda + vT'$, czyli $cT + vT'$, co ma być równe cT'. Stąd $T' = \frac{cT}{c - v}$, albo $\frac{1}{n'} = \frac{1}{n} \frac{c}{c - v}$, czyli pozorna wysokość będzie

$$n' = n\left(1 - \frac{v}{c}\right).$$

Łatwo udowodnić w taki sam sposób, że w przypadku zbliżania się do źródła otrzymamy wzór ze znakiem $+$.

127. Skala muzyczna. Wysokość dźwięku można określać jego położeniem wśród szeregu dźwięków, używanych w muzyce; szereg ten nazywa się *skalą muzyczną*.

Skala muzyczna nie jest ciągłem następstwem dźwięków o wszystkich możliwych wysokościach. Przeciwnie instynkt, a także wyrobienie muzyczne wymagają, żeby dźwięki należące do tego samego utworu muzycznego albo akordu miały między sobą pewne pokrewieństwa. Zmierzywszy wysokość rozmaitych dźwięków wchodzących w skład jakiejkolwiek pieśni, akordu i t. d. przekonamy się, że wysokości tych dźwięków, wyrażone fizycznie przez ich częstość drgania n, znajdują się w *stosunkach*, wyrażających się przez niewielkie *całkowite* liczby, np. 1 : 2, 3 : 4, 15 : 16 i t. p. Jeżeli np. słyszymy dwa dźwięki, z których jeden posiada częstość dwa razy większą niż drugi, np. $n_1 = 210$ i $n_2 = 420$ albo $n_1 = 420$ i $n_2 = 840$ i t. p., wtenczas uderza nas odrazu bliskie ich pokrewieństwo słuchowe; powiadamy, że drugi jest *oktawą* wyższą pierwszego; podobne pokrewieństwo okazują dźwięki, których częstości mają się jak 2 : 3 (kwinta) i t. d.

W obrębie jednej oktawy mieści się na używanej obecnie skali muzycznej 8 dźwięków. Oznaczywszy wysokość pierwszego

z nich, stanowiącego punkt wyjścia skali, przez n, możemy przedstawić wysokość następnych szeregiem następującym (n może być jakiekolwiek):

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
n,	$\frac{9}{8}n$,	$\frac{5}{4}n$,	$\frac{4}{3}n$,	$\frac{3}{2}n$,	$\frac{5}{3}n$,	$\frac{15}{8}n$,	$2n$.

Drugi z tych dźwięków nazywa się sekundą pierwszego, trzeci tercją większą, dalsze noszą nazwy: kwarty, kwinty, seksty większej, septymy większej i oktawy.

Zbiór dźwięków, uszeregowany w ten sposób, nazywa się *skalą diatoniczną naturalną dur*, zbudowaną na dźwięku o częstości n. Do dźwięku $2\,n$ można dołączyć dalszy szereg siedmiu dźwięków o wysokościach $2\,n$, $\frac{9}{8}.2n,\ldots$, które stanowić będą następną, wyższą oktawę. Podobnież można przedłużyć szereg pierwotny w stronę dźwięków niższych.

Nie chodzi bynajmniej o bezwzględną wysokość tych dźwięków, a tylko o wzajemne stosunki ich wysokości. *Stosunek wysokości dwu dźwięków nazywamy interwałem, zawartym między nimi.* Wysokość jednego któregokolwiek dźwięku skali może być dowolnie obrana. Muzycy umówili się, żeby trzecia struna na skrzypcach, od najgrubszej licząc, była strojona na częstość drgania 435 w sekundzie. Dźwięk ten nazywa się *tonem normalnym;* do niego przystosowuje się wysokości wszystkich innych dźwięków skali. Oznacza się go literą a'; jego oktawę wyższą a'', niższą a i t. p.; podobnież i inne dźwięki muzyczne oznacza się innemi literami, bez kreski, z jedną, dwiema kreskami i t. d.

Interwały zależą tylko od stosunków wysokości, nie od ich różnicy. Interwały pomiędzy sąsiedniemi dźwiękami powyższej skali nie są równe; mają one następujące wartości:

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
$\frac{9}{8}$,	$\frac{10}{9}$,	$\frac{16}{15}$,	$\frac{9}{8}$,	$\frac{10}{9}$,	$\frac{9}{8}$,	$\frac{16}{15}$.	

Mamy więc pięć interwałów większych (t. zw. całych tonów), mających wartości mało się różniące: $\frac{9}{8} = 1{\cdot}125$, albo $\frac{10}{15} = 1{\cdot}111$; tudzież dwa interwały (półtony) mniejsze, między tercją i kwartą, tudzież między septimą i oktawą, każdy po $\frac{16}{15}$. Pomiędzy dźwięki o interwałach większych można zatem wstawić jeszcze 5 dźwięków pośrednich, których interwały z dźwię-

kami sąsiedniemi będą prawie równe półtonom. Tak np. interwał $\frac{10}{9}=\frac{25}{24}\times\frac{16}{15}$ może być rozłożony na dwa półtony $\frac{25}{24}=1{\cdot}042$ i $\frac{16}{15}=1{\cdot}067$. Wstawiwszy rzeczone półtony, uzyskujemy t. zw. skalę *chromatyczną*, złożoną z dwunastu niezupełnie równych półtonów.

Nierówność interwałów na tej skali muzycznej utrudnia bardzo wykonywanie utworów muzycznych na takich instrumentach, które (jak fortepian, organy i t. p.) mają gotowe, nastrojone dźwięki.

Dlatego postanowiono poświęcić w praktyce zupełną czystość interwałów naturalnych i wyrównano wszystkie półtony, tworząc w ten sposób skalę umyślnie cokolwiek sfałszowaną, ale zato nierównie prostszą. Taka skala, w której oktawa składa się z dwunastu równych półtonów, nosi miano skali *jednostajnie utemperowanej*. Jeżeli częstość drgania tonu pierwszego będzie równa n, a wartość półtonu ujednostajnionego x, to następne dźwięki w obrębie jednej oktawy na tej skali będą równe: n, nx, x^2n,..... $x^{12}n$. Ponieważ ostatni dźwięk ma być oktawą pierwszego, zatem będzie $nx^{12}=2n$, skąd $x=\sqrt[12]{2}=1{\cdot}05946$. Widzimy więc, że półton tej skali, t. zw. półton *uniwersalny*, różni się nieznacznie od półtonów naturalnych, wskutek czego nieczystość interwałów nie razi zbytecznie ucha.

128. Barwa dźwięku. Dźwięki jednakowej nawet wysokości, wydawane przez różne źródła głosu, różnią się jednak między sobą tak, że ucho z łatwością rozróżni np. dźwięk skrzypiec od dźwięku trąbki lub głosu ludzkiego. Tę trzecią cechę dźwięków, różną od ich wysokości i natężenia, nazywamy ich *barwą*.

Skoro można uważać za rzecz niewątpliwą, że wszelkie właściwości dźwięków zależne są tylko od sposobu i wielkości drgania czyto samego źródła dźwięku, czy cząstek powietrza, które drgania przewodzi, przeto i barwa powinna zależeć tylko od sposobu drgania. Częstość i amplituda określają wysokość i natężenie; celem wytłumaczenia różnic barwy pozostaje tylko samo prawo, według którego cząstka drgająca odchyla się na prawo i lewo, z położenia równowagi. Istotnie, inaczej drgają np. widełki strojowe, inaczej struna fortepianu lub skrzypiec. Cechą wspólną wszystkich tych drgań jest perjodyczność ruchu, lecz prawo drgania w każdem z nich jest inne, a zatem wrażenia, jakie one w naszem uchu wywołują, muszą być inne.

Żeby określić rodzaj ruchu perjodycznego wykonywanego przez źródło dźwięku, najlepiej użyć metody graficznej i nakreślić jego linję falową. Mamy na to różne sposoby, a najlepszym jest użycie fonogafu.

Nie wdając się w opisywanie szczegółów budowy tego pięknego i powszechnie znanego przyrządu (wynalezionego przez Edisona), ograniczymy się do wytłumaczenia zasady jego działania.

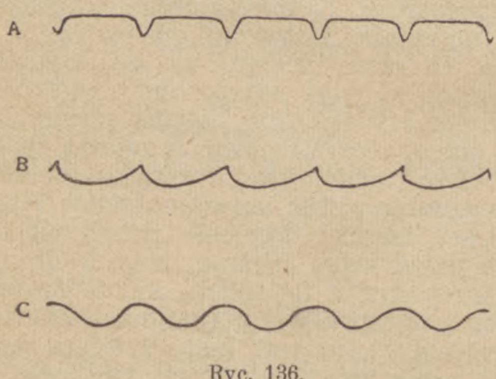
Wyobraźmy sobie muszlę drewnianą *M* (ryc. 135), opatrzoną otworem *O* i podpiętą cienką, podatną błoną *B* z łyszczku lub blaszki metalowej. Pod błoną znajduje się stalowa sprężynka *S* przytwierdzona jednym końcem do muszli, na drugim opatrzona kolcem *K*, nieco przytępionym. Między sprężynką a błoną założone są cienkie kauczukowe wałeczki, których zadaniem jest przytłumiać własne drgania sprężynki, a zarazem przenosić ruchy błony na kolec. Jeżeli silne fale głosowe trafią błonę przez otwór w muszli, wówczas zostaje wprowadzona w drganie, które przenosi się na kolec; będzie on wskutek tego drgać tak samo, jak cząstki powietrza przewodzącego dźwięk



Ryc. 135.

albo jak źródło, które go wydaje. Pod kolcem przesuwa się jednostajnie walec *AC* pokryty materjałem plastycznym (staniol albo wosk; dla uproszczenia rysunku zaznaczono tam zamiast walca płaską ruchomą tabliczkę). Kolec drgający wciska się w ten materjał i rzeźbi na nim rowek zmiennej głębokości, którego profil stanowi właśnie linję falową danego dźwięku. Jeżeli następnie cofniemy walec do pierwotnego miejsca i znowu wprowadzimy go w ruch, wtenczas wypukłości i zagłębienia linji falowej wprowadzą kolec, a następnie błonę, w ruch drgający, będący wiernem powtórzeniem pierwotnego ruchu. Wskutek tego błona staje się źródłem głosu i powtarza dźwięki, dla których nakreśliliśmy linję falową.

Zapomocą fonografu można się przekonać naocznie, że linje falowe różnych dźwięków posiadają najróżniejsze kształty, zależne od sposobu drgania źródła; tak np. syrena wiatrowa, którą opisaliśmy poprzednio (ryc. 132 S), wyciska w fonografie linję, którą widzimy w powiększeniu na ryc. 136 A. Dźwięk tej samej wysokości wywołany przez syrenę zębatą (ryc. 132, Z), daje linję ostro załamującą się w miejscach odpowiadających uderzeniom kartonu o zęby (ryc. 136, B). Widełki strojowe dają linję łagodnie pozaginaną (sinusoidę), która odpowiada niemal dokładnie ruchowi drgającemu prostemu (ryc. 136, C) i t. d.



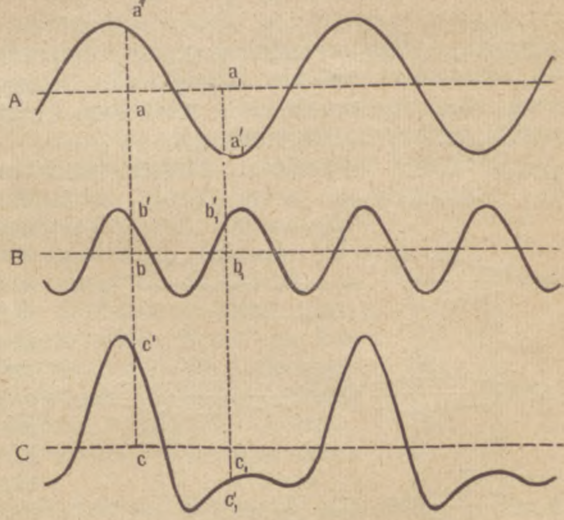
Ryc. 136.

Możność odtwarzania różnych dźwięków w rzeczywistej ich barwie zapomocą fonografu, a więc za pośrednictwem wła-

ściwych im linij falowych, dowodzi, że barwa zależy od prawidła drgania.

129. Twierdzenie Fouriera. Przyjrzawszy się linjom falowym różnych źródeł dźwięku, łatwo się przekonamy, że tylko nieliczne z tych źródeł (np. widełki strojowe) dają linje falowe, odpowiadające ruchom perjodycznym prostym (harmonicznym albo wahadłowym, patrz ust. 28). Ruch taki nazywa się dlatego właśnie prostym, że, jak okazał francuski matematyk Fourier (w r. 1807), wszelki ruch perjodyczny można otrzymać przez składanie takich ruchów drgających prostych. Amplitudy ich i fazy powinny być do każdego danego ruchu stosownie dobrane, częstości ich natomiast muszą być koniecznie spółmierne z częstością n ruchu danego, powinny być zatem wybierane z szeregu: $n, 2n, 3n, 4n \ldots$ Liczba tych składowych drgań potrzebna do zbudowania danego ruchu, zwłaszcza jeżeli ten ostatni znacznie odstępuje od prawa: $s = a \sin\frac{2\pi t}{T}$, może być nawet bardzo znaczna.

Rozważmy np. ruch perjodyczny przedstawiony przez linję falową C na ryc. 137. Na pierwszy rzut oka widać, że ruch ten nie jest ruchem perjodyczynym prostym. Jednakowoż daje się on rozłożyć na dwa drgania proste, przedstawione przez linje falowe A i B, z których pierwszy ma częstość taką samą, drugi zaś dwa razy większą, aniżeli ruch dany. Odchylenie w jakiejkolwiek chwili w drganiu C równa się sumie algebraicznej odchyleń w ruchach A i B, a więc np. $cc' = aa' + bb'$ albo $c_1c_1' = a_1a_1' - b_1b_1'$ i t. p.



Ryc. 137.

130. Prawo Ohma. Sposób rozkładu drgań perjodycznych jakichkolwiek na drgania proste, podany przez Fouriera, nie jest oczywiście jedynie możliwy. Możnaby drganie dane rozłożyć na inne jakie składniki, nie proste. Ważność rozkładu Fouriera polega jednakże na tem, że, jak dostrzegł Ohm, *wrażenia dźwię-*

kowe nie są bynajmniej jednolite; w każdym dźwięku można dosłuchać się składników prostszych, a te odpowiadają właśnie drganiom prostym Fouriera. Jedyne dźwięki, stanowiące wrażenia niezłożone, są to dźwięki wywołane przez drgania proste. Te dźwięki nazywamy *tonami.*

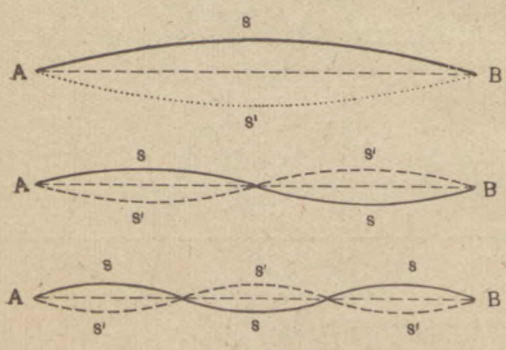
Prawo Ohma orzeka tedy, że każdy dźwięk składa się z szeregu tonów, o wysokościach spółmiernych z wysokością *n* samego dźwięku, należących zatem do szeregu: *n*, 2*n*, 3*n* i t. d.; tony te nazywamy *tonami harmonicznemi* danego dźwięku.

Usłyszenie tonów harmonicznych wymaga pewnej wprawy i dobrego słuchu muzycznego. Łatwiej je dostrzec, skoro poprzednio zwróci się na nie uwagę. Uderzywszy np. lekko w klawisz *c'* na fortepianie, a następnie silnie niższą jego oktawę *c*, usłyszymy wyraźnie, że w tym ostatnim zawarty jest pierwszy. Tą drogą można wyśledzić także dalsze tony harmoniczne, które w dźwięku *c* będą następujące:

1	2	3	4	5	6.....
c	*c'*	*g'*	*c''*	*e''*	*g''*....

Pierwszy, zwany *zasadniczym*, zreguły najsilniejszy, nadaje cechę wysokości całemu dźwiękowi. Dalsze tony harmoniczne, coraz słabsze, nadają mu właściwą barwę. Niektórych może zresztą brakować zupełnie.

Obecność wysokich, a silnych, tonów harmonicznych nadaje dźwiękowi cechę szorstkości (trąby). Tony proste brzmią miękko i bezbarwnie, wysokie podobne do fletu, niskie głucho, jak oddźwięk pustej beczki.



Ryc. 138.

131. Źródła dźwięków. Źródłami dźwięków bywają pospolicie ciała (struny, błony, płyty, dzwony, piszczałki i t. p.), które czyto na mocy swej sprężystości czy też napięcia mają zdolność wykonywania bardzo prawidłowych drgań, gdy obca siła wytrąci je na chwilę z położenia równowagi. Drgania te mają, na podobieństwo wahadła, okres zależny tylko od natury i rozmiarów ciała, a niezależny od wielkości odchylenia. Drgania ich są zatem izochroniczne; struna wydaje dźwięk tej samej wysokości, czy potrącimy ją silnie, czy lekko, w drugim razie słabszy tylko.

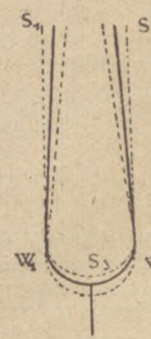
Przypuśćmy np., żeśmy cienkiej strunie, napiętej między punktami *A* i *B*, nadali kształt wygięty *AsB* (ryc. 138, I) i żeśmy następnie puścili ją swobodnie. Łatwo zrozumieć, że wtedy struna wskutek napięcia powróci do położenia równowagi i że następnie położenie to przekroczy na mocy bezwładności, poczem drgać będzie między położeniami skrajnemi *AsB* i *As'B*. Dźwięk, jaki ona wtedy wydaje, będzie jej tonem zasadniczym. Jego wysokość zależy od napięcia struny, od jej masy i długości.

Taż sama struna może jednak drgać w sposób zupełnie inny. Gdybyśmy np. przytrzymali ją w połowie długości (ryc. 138, II), a następnie potrącili odpowiednio w przeciwnych kierunkach obie połowy, struna wyda ton o wysokości dwa razy większej od wysokości tonu zasadniczego. Drganie jej będzie się wtedy odbywać między położeniami *AssB* i *As's'B*. Punkt środkowy, w którym zawsze panuje spoczynek, stanowi *węzeł* tego drgania.

Podobnież, przytrzymując strunę w $\frac{1}{3}$ długości całkowitej (ryc. 138, III), można wzbudzić drganie jej w trzech odcinkach, przyczem wysokość dźwięku będzie 3 razy większa od wysokości tonu zasadniczego i t. d.

Doświadczenie uczy, że struna zupełnie swobodna, potrącona jakkolwiek bądź, wykonywa drganie złożone, a mianowicie złożone w ogólności ze wszystkich opisanych przed chwilą prostszych sposobów drgania. Dźwięk przez nią wydawany jest wtedy sumą tonów harmonicznych, odpowiadających tamtym prostym sposobom drgania.

Rozumiemy teraz, skąd to pochodzi, że według prawa Ohma w dźwięku każdym usłyszeć można składające go tony. Podobnie bowiem jak struna zachowuje się każde ciało sprężyste, zdolne do wydawania dźwięków. Tony harmoniczne nie są tylko wrażeniem subjektywnem, one są rzeczywiście wydawane przez ciała dźwięczące.



Ryc. 139.

Przypadek rozważany struny drgającej jest równocześnie przykładem na wygłoszoną w ustępie 116 zasadę niezależności małych drgań. Na strunie odchylającej się w całości, według ryc. 138 I, rozwijają się drgania wielowęzłowe tak samo, jak gdyby na strunie nieruchomej.

Tony harmoniczne wyższe, odpowiadające drganiom wielowęzłowym, bywają w niektórych ciałach sprężystych słabe lub też zanikają zupełnie. Dzieje się tak zwłaszcza na grubych i sztywnych prętach, które naginają się tylko z trudnością do

ostrych łuków, jakieby powstawały przy drganiu wielowęzłowem. Do takich prętów należą widełki strojowe (kamerton), używane jako wzorce wysokości tonów przez fizyków i muzyków; głos wydawany przez nie jest prawie czystym tonem, gdyż drgania wielowęzłowe, wzniecone np. przez uderzenie, zanikają bardzo szybko. Linja falowa dźwięku widełek jest zatem niemal dokładną sinusoidą. Sposób drgania widełek objaśnia ryc. 139. W punktach W_1 i W_2, po obu stronach podstawy, tworzą się węzły; wskutek tego widełki dzielą się na trzy części drgające unisono. Końce ramion widełek S_1 i S_2 zbliżają się naprzemian i oddalają od siebie, punkt środkowy S_2 zniża się jednocześnie i podnosi w górę.

Źródłem dźwięków mogą być nie tylko ciała stałe ale także gazy, np. powietrze, ograniczone przez ściany stałe w piszczałkach, trąbach i t. d. Ściany stałe mają nieznaczny tylko udział w drganiu; one odgraniczają raczej pewną objętość gazu i nadają jej kształt, a tem samem zniewalają do drgania w okresach zupełnie określonych.

Każde ciało sprężyste jakiejkolwiek postaci jest, wogóle mówiąc, nastrojone do szeregu tonów prostych. Uderzone jakkolwiek, wydaje wszystkie te tony jednocześnie. Cały ten szereg tonów nazywamy *tonami własnemi* danego ciała. W ogólności tony własne nie stanowią szeregu harmonicznego, dlatego też głos wydawany przez takie ciała nie jest, ściśle mówiąc, dźwiękiem (bębny, talerze metalowe używane w orkiestrach, nawet dzwony). Właściwe instrumenty muzyczne (skrzypce, flety i t. p.) miewają tony własne harmoniczne i dlatego wydają dźwięki czyste.

Prawa ruchu drgającego strun napiętych określił naprzód *Mersenne* na podstawie doświadczeń. One opiewają tak: wysokość n tonu zasadniczego struny jest odwrotnie proporcjonalna do jej długości L i do pierwiastka z masy jednostki długości μ, zaś wprost proporcjonalna do pierwiastka z siły P, którą struna jest napięta. Jest mianowicie:

$$n = \frac{1}{2L}\sqrt{\frac{P}{\mu}}.$$

Dlatego więc skrzypek wydobywa różne tony z tej samej struny, skracając ją odpowiednio przez przyłożenie palca. Struny, mające wydawać ton niski, obciąża się przez owinięcie drutem metalowym. Strojenie polega na odpowiedniem dobraniu napięcia P.

132. Drgania swobodne i podniecane. Oprócz drgań wynikłych z działania własnej sprężystości ciała, zwanych drganiami *swobodnemi*, ciało takie może wykonywać wszelkie inne ruchy, o ile będzie do tego zniewolone przez siły zewnętrzne. Wszelka siła zewnętrzna, zmieniając perjodycznie kierunek i natężenie, wprowadzi ciało w ruch drgający, mający tę samą częstość, jak działanie siły. Drgania takie, odbywające się pod wpływem siły zewnętrznej, nazywamy drganiami *podniecanemi*.

Siły takiej, zmiennej perjodycznie, dostarczać mogą same fale głosowe; jeżeli one trafią na powierzchnię ciała sprężystego, wtedy wywierać będą na nią ciśnienia perjodycznie zmienne i tym sposobem wprowadzą ją w ruch drgający.

Jednym z najważniejszych przykładów drgania, wzbudzonego przez fale głosowe, są ruchy błony bębenkowej w uchu, oddzielającej ucho zewnętrzne od wewnętrznego, mieszczącego w sobie nerwy słuchu. Wszelki głos, trafiający ucho zewnętrzne, wprowadza bębenek w drganie synchroniczne, które przenosi się dalej do ucha wewnętrznego. Podobne zadanie mają blaszki odbierające głos w fonografach, telefonach, mikrofonach i t. p.

133. Rezonancja. Drgania ciał sprężystych, wzbudzone przez uderzające o nie fale głosowe, są naogół słabe, gdyż zgęszczenia fal i towarzyszące im zmiany ciśnienia są zbyt małe, aby mogły wywołać znaczniejszy ruch większej masy. Drganie ciała sprężystego dochodzi jednak do znacznych rozmiarów, jeżeli częstość fal głosowych zgadza się dokładnie z częstością drgań własnych, do której ciało jest dostrojone, t. j. gdy przewodnik otaczający ciało przewodzi ton równy co do wysokości jednemu z tonów własnych ciała. Mówimy krótko, że wtedy zachodzi *rezonancja* ciała, t. j. że ciało odzywa się na ton pobudzający.

Weźmy np. dwie pary widełek, które nastrojone są dokładnie do tego samego tonu i wprowadźmy jedne z nich w drganie, np. przez pociągnięcie smyczkiem. Ruch drgający przeniesiony przez powietrze w postaci fal, udzieli się po krótkiej chwili drugiej parze widełek: wtedy słychać wyraźnie, że drugie dźwięczą.

Objaśnienie zjawisk rezonacji jest następujące: jeżeli perjodyczne impulsy czyto fal głosowych, czy jakiekolwiek inne, trafiają na ciało w tym samym okresie, w jakim ciało uzdolnione jest do drgania na mocy swego ustroju, wtenczas działania ich dodają się do siebie. Dajmy na to, że grzbiet pierwszej fali potrąca ciało naprzód, a dolina tej fali ciągnie je wstecz. Grzbiet drugiej fali trafi ciało właśnie wtenczas, gdy ono zwraca się znowu naprzód, pod wpływem własnej sprężystości; drugie drganie będzie zatem wzmocnione uderzeniem drugiej fali, tak samo trzeciej, czwartej i t. d. W ten sposób amplituda ciała rośnie stopniowo, a wzrastaniu temu kładzie kres jedynie opór powietrza, tarcie wewnętrzne ciała i oddawanie energji nazewnątrz pod postacią fal.

Łatwo zrozumieć, że nawet słabe impulsy mogą w tych warunkach wzniecić silne drgania, gdyż słabość impulsów wynagradza ich liczba i rytm stosownie dobrany. Wiadomo, że ciężki dzwon, zawieszony nakształt wahadła, można stopniowo rozbujać przez lekkie, byle we właściwym okresie powtarzane pociągnięcia.

134. Rezonatory i piszczałki. Do badania zjawisk rezonacji nadaje się doskonale przyrząd zwany rezonatorem Helmholtza (ryc. 140). Jest to szklane albo metalowe naczynie postaci kulistej, z dwoma otworami. Ujście rezonatora *B* wprowadzamy do ucha, otwór *A* zwracamy ku źródłu głosu. Powietrze, zawarte w rezonatorze, może drgać silnie — podobnie jak widełki strojowe — tylko w jednym okresie, zależnym od pojemności naczynia i wielkości otworu *A* (znane zjawiska rezonacji beczek, butelek i t. p.). Drganie polega na tem, że impuls zewnętrzny wtłacza odrobinę powietrza do wnętrza, wskutek czego wzrasta prężność jego w bani, poczem powietrze to zostaje znowu przez otwór wyparte; w *A* mamy zatem strzałkę tego drgania, a na ścianie samego naczynia tworzy się węzeł. Drganie jest zatem jednowęzłowe, gdyż baniasty kształt naczynia utrudnia powstawanie węzłów wewnętrznych.

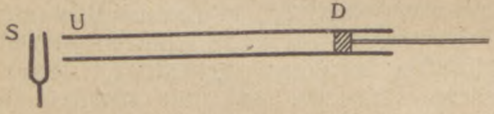


Ryc. 140.

Jeżeli źródło głosu wydaje ton o częstości zgodnej z częstością tonu własnego rezonatora, wtedy on odezwie się na skutek rezonancji i drganie jego usłyszymy bardzo wyraźnie.

Zjawisko rezonancji posiada liczne zastosowania w budowie instrumentów muzycznych w celu wzmacniania dźwięków. Tak np. pudło rezonansowe skrzypiec, wraz z powietrzem w niem zawartem, może wskutek swej zawiłej postaci drgać we wszystkich niemal okresach; wskutek tego wzmacnia ono przez rezonację wszystkie dźwięki strun, stając się przez to właściwem źródłem głosu.

Piszczałki możemy uważać jako rezonatory, mające postać długich, a wąskich rur, wypełnionych powietrzem. Ciałem drgającem jest powietrze, ściany rury stanowią tylko jego ograniczenie i biorą udział w drganiu w stopniu bardzo małym, nie mając wpływu na wysokość tonu piszczałki. Ta ostatnia zależy tylko od długości rury *L*. Rozróżnia się piszczałki kryte i otwarte. Pierwsze zamknięte są z jednej strony denkiem *D* (ryc. 141). Żeby w takiej rurze mogła nastąpić rezonancja wobec tonu obcego, np. widełek strojowych *S*, potrzeba, żeby fala dajmy na to zgęszczenia, wpadająca do rury, po odbiciu się od dna wróciła do ujścia *U* w tej chwili, gdy źródło *S* wysyła falę rozrzedzenia, któraby tamto zgęszczenie zniosła. U otwartego bowiem końca rury ciśnienie powietrza i jego gęstość powinna być wciąż taka, jak w otaczającej atmosferze. Na przebycie dłu-



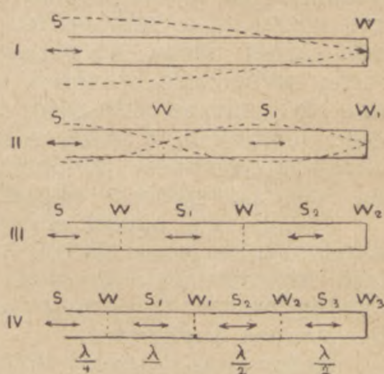
Ryc. 141.

gości rury $L=UD$ tam i napowrót, z prędkością głosu c, zgęszczenie potrzebuje czasu $\frac{2L}{c}$. Czas ten powinien równać się połowie okresu T drgania widełek, albo wogóle nieparzystej jego wielokrotności $(2i-1)\frac{T}{2}$*). Z porównania wypadnie $L=(2i-1)\frac{Tc}{4}$, albo $\frac{1}{T}=n=(2i-1)\frac{c}{4L}$. Pierwsze z tych równań wskazuje, jaka powinna być długość rury, żeby nastąpiła rezonacja. Posuwając denko D utworzone nakształt tłoczka, przekonamy się istotnie, że w pewnych określonych jego położeniach rura odzywa się głośno, gdy zresztą milczy. Drugie równanie daje nam szereg tonów własnych tej rury, użytej jako piszczałki. Ton jej zasadniczy ma wysokość $\frac{c}{4L}$; wyższe można wydobyć przez silniejsze zadęcie (podobnie jak się gwiżdże na kluczu).

Drganie powietrza w rurze można jeszcze inaczej przedstawić. Widoczną jest rzeczą, że fale wpadające w rurę, pospołu z odbitemi od dna, utworzą w jej wnętrzu fale stojące (ust. 119). U dna musi wytworzyć się koniecznie węzeł W, gdyż dno przeszkadza ruchowi powietrza. U ujścia natomiast znajdować się będzie zawsze strzałka drgania S. Zależnie od tego, którym z tonów własnych rura się odzywa, utworzy się w niej tylko jeden węzeł (ryc. 142 I) albo dwa albo trzy, cztery i t. d. (ryc. 142 II, III, IV). Skoro odległość od węzła do węzła jest zawsze równa połowie długości fali $\frac{\lambda}{2}=\frac{cT}{2}$, przeto w przypadku i węzłów musi być

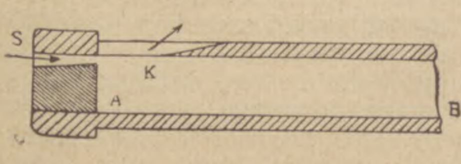
$$L=(i-1)\frac{\lambda}{2}+\frac{\lambda}{4},$$

skąd wynika znów powyższy związek.



Ryc. 142.

Zależnie od sposobu, w jaki pobudza się piszczałki do drgania, rozróżniamy piszczałki *fletowe* i *stroikowe*. W piszczałce fletowej AB (ryc. 143) prąd powietrza, wchodzący przez otwór S, spotyka ostrą krawędź K piszczałki i sprawia syczenie, które jest bezładną mieszaniną różnych tonów. Między temi drganiami piszczałka wybiera te, które odpowiadają własnemi jej strojowi i zostaje przez nie wprowadzona w silne drganie.



Ryc. 143.

Piszczałki stroikowe są

*) i oznacza którąkolwiek z liczb całkowitych: 1, 2, 3, ...

zaopatrzone na jednym końcu w t. zw. *stroik*. Jest to sprężysta blaszka lub błonka, która przez drganie swe naprzemian otwiera i zamyka ujście piszczałki. Ciągły prąd powietrza, które wdmuchujemy w piszczałkę, zamienia się działaniem stroika na prąd przerywany perjodycznie, przez co staje się źródłem dźwięku. Stroików takich używa się w pospolitej harmonice ręcznej, także w niektórych instrumentach muzycznych dętych. Przy graniu na trąbce rolę stroika spełniają wargi grającego.

135. Analiza i synteza dźwięków. Helmholtz zastosował zjawisko rezonacji do stwierdzenia faktu, że dźwięki składają się z tonów prostych, harmonicznych i że tony te nie są tylko podmiotowem zjawiskiem słuchu, stwierdzonem przez prawo Ohma (patrz ust. 130), lecz że one rzeczywiście istnieją w powietrzu przewodzącem dźwięk i mogą wywierać właściwe sobie skutki mechaniczne. Żeby wykonać doświadczenie Helmholtza i uskutecznić *analizę* danego dźwięku, t. j. jego rozbiór na składowe tony, należy zaopatrzyć się w cały szereg rezonatorów, nastrojonych na różne tony o znanych wysokościach. Jeżeli wzbudzimy jakikolwiek dźwięk złożony, to przez kolejne przykładanie tych rezonatorów do ucha przekonamy się rzeczywiście, że odpowiadają przez rezonancję tylko te pośród nich, których wysokość jest równa wysokości danego dźwięku albo jest dwa, trzy, cztery i t. d. razy od niej większą; natężenia ich w dźwiękach różnej barwy są rozmaicie ustosunkowane. Tony więc proste, wchodzące w skład dźwięku złożonego, posiadają te same dynamiczne własności, co tony proste, istniejące niezależnie od innych, a ucho, rozróżniając w dźwięku tony proste, dokonywa czynności podobnej do rozróżniania dwu albo większej ilości dźwięków w akordzie.

Teorję swą poparł Helmholtz w sposób przekonywujący, okazawszy, że przez złożenie szeregu tonów prostych o natężeniach odpowiednio dobranych można uzyskać dźwięk wszelkiej dowolnej barwy. To postępowanie odwrotne nazwano składaniem albo *syntezą* dźwięków.

Rezonancja tłumaczy również różnice brzmienia samogłosek, które nie są niczem innem, jak dźwiękami o różnych barwach (spółgłoski polegają na szmerach, towarzyszących samogłoskom, a wytwarzanych przez rozbijanie się fal o zęby, wargi i język).

Narządem głosowym człowieka jest szczelina w krtani, ograniczona brzegami dwu sprężystych błon (struny głosowe), których napięcie możemy dowolnie zmieniać. Strumień powietrza, uchodzący z płuc, wprowadza brzegi szczeliny w drganie mniej lub więcej szybkie, zależnie od ich napięcia. Szczelina przymykając się i roztwierając wskutek tego drgania, tamuje naprzemian i przepuszcza strumień powietrza, wywołując tym sposobem przerywane podmuchy i głos, na podobieństwo stroika albo syreny. Przez odpowiednie nastawienie ścian jamy ustnej, języka i warg tworzymy rezonator, który pierwotnemu głosowi nadaje charakterystyczną barwę tej lub owej samogłoski, wzmac-

niając w nim pewne określone tony. Teorję tę Helmholtz sprawdził swoimi rezonatorami. Przekonał się np., że samogłoska *u* jest czystym niemal tonem o wysokości $f = 173$ drgań w sekundę. Samogłoska *i* tworzy się w krótkim, wysoko nastrojonym rezonatorze przed zębami (ton $d_4 = 2320$), w połączeniu ze słabo brzmiącym tonem f, odzywającym się w głębi jamy ustnej i t. p.

CZĘŚĆ III.

Ciepło.

ROZDZIAŁ I.

Termometrja.

136. Ciepło i temperatura. Nauka o zjawiskach cieplnych opiera się na dwu pojęciach zasadniczych: temperatury i ilości ciepła. Do pojęcia temperatury prowadzi nas bezpośrednio doświadczenie zmysłowe: w dotknięciu niektóre ciała wydają się nam gorące, inne zimne i t. p.; powiadamy, że mają różne temperatury. Dla ilości ciepła natomiast nie mamy osobnego zmysłu; jest to pojęcie abstrakcyjne, wprowadzone do nauki w tym celu, żeby uprościć i ujednostajnić opisywanie zjawisk cieplnych.

Już w nauce ogólnej o energji mówiliśmy o ilości ciepła jako o czemś odrębnem od temperatury ciał i okazaliśmy, że jest to wielkość tego samego rodzaju, co praca i energja; że wskutek tego może być wymierzana jednostkami pracy i energji. Jednakowoż pojęcie ilości ciepła powstało w czasach, gdy zasada zachowania energji i prawo równoważności ciepła i pracy nie były jeszcze odkryte. Uważano tedy ciepło, „ilość ciepła" jako substancję materjalną, jako niezmiernie subtelny, nieważki płyn (imponderabile), który, wprowadzony w ciała, mógł je ogrzewać, topić, rozkładać chemicznie i t. p. Istotnie, do pojęcia ciepła jako wielkości fizycznej, mogącej być wymierzoną zapomocą „jednostki ciepła", można dojść, nie opierając się wcale na pojęciu energji, na drodze określeń opartych na zwyczajnych doświadczeniach. Różne są skutki albo działania ciepła, na których możemy się w tym celu oprzeć. Jeżeli np. spalę w tlenie 1 *gr* węgla, wtedy „wytworzonem" w tem zjawisku ciepłem będę mógł ogrzać ani mniej ani więcej tylko 8000 *gr* wody o jeden stopień podziałki Celsjusza. Ta sama „ilość ciepła" zdoła stopić 100 *gr* lodu. Gdybym natomiast spalił 2, 3... *gr*

węgla, wtedy mogę ciepło wytworzone uważać jako 2, 3... razy większe, albowiem wystarczy ono właśnie do ogrzania o 1 stopień masy wody 2×8000, albo 3×8000 i t. d., lub też do stopienia 200, 300 i t. d. *gr* lodu. Widocznem jest tedy, że możnaby ilość ciepła „mierzyć“ tą ilością ciepła, jaką daje spalenie 1-go grama węgla — rozumiejąc mierzenie tą jednostką tak samo, jak się rozumie mierzenie długości metrem, albo mas kilogramem.

Ilość ciepła jest zarazem niezależną zgoła od temperatury ciała, które je wydaje albo pobiera; tę samą ilość jednostek ciepła można mieć bądź w wysokiej, bądź w niskiej temperaturze. Spalmy np. 1 *gr* węgla w piecyku żelaznym, który miał początkowo temperaturę topniejącego lodu (0°), a waży 4000 *gr*. Żelazo to ogrzeje się tem ciepłem o 20° skali Celsjusza. Piecyk, tą ilością ciepła ogrzany, stopi znowu dokładnie 100 *gr* lodu, skoro go np. w lodzie zanurzymy. Można więc mówić słusznie, że to ciepło, które wydał 1 *gr* bardzo gorącego węgla, jest co do ilości tak samo duże, jak ciepło wydobyte z 4 *kg* żelaza, ostygającego od 20° do 0°.

Praktyczna atoli wartość ciepła zależy w wysokim stopniu od temperatury ciała, które je wydaje. Ciepłem palącego się węgla można np. topić żelazo, podczas gdy taka sama jego „ilość“, wydana przez letnie żelazo, tego sprawić nie zdoła.

W mowie potocznej obok pojęcia ilość „ciepła“ spotyka się nieraz jako przeciwstawienie pojęcie „ilości zimna“. Mówi się np., że podczas mrozu, przez niedomknięte drzwi, zimno wchodzi do mieszkania. Pojęcia tego nauka nie przyjęła i objaśnia oziębienie mieszkania „utratą“ ciepła.

Temperatura natomiast nie jest wielkością, którąby można zmierzyć jednostką temperatur w tem znaczeniu, jak się mierzy ciepło jednostką ciepła. Temperatury odnosi się zawsze do jakiejś umówionej *„skali“* temperatur. Taką skalę stanowią np. wyrazy: gorący, chłodny, letni, zimny i t. p. Ponieważ jednak temperatury mogą się zmieniać w sposób ciągły, t. j. stopniowaniem dowolnie nieznacznem, przeto skala taka jak powyższa, mająca ograniczoną liczbę stopni, nie byłaby dla celów naukowych wystarczająca. Z tego powodu oznaczamy zawsze temperatury stopniami, które są związane z pewnemi liczbami, mogącemi się zmieniać w sposób ciągły. Ta część nauki o cieple, która nas uczy, jak znaleźć liczbę stopni, mającą oznaczać jakąś temperaturę, nazywa się *termometrją*. Mierzenie ilości ciepła należy znowu do *kalorymetrji*.

137. Rozszerzalność cieplna. Wszelka własność materji, za wyjątkiem może masy i ciężaru, zmienia się z wysokością temperatury ciała. Każdą tedy własność taką możnaby zastosować do określenia skali temperatur i do konstrukcji narzędzia wskazującego zmiany temperatury. Są istotnie termometry oparte na

zmienności oporu elektrycznego drutów, na działaniach termoelektrycznych i t. p. Najbardziej jednak rozpowszechnione i najdawniejsze termometry oparte są na zmianach objętości ciał przy ich ogrzewaniu albo oziębianiu. Takim termometrem jest powszechnie znany termometr rtęciowy ze skalą Celsjusza.

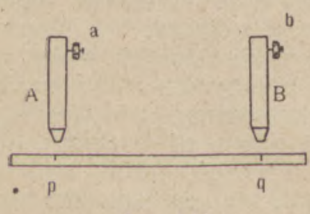
Każde ciało ogrzewane zmienia swą długość, szerokość grubość i objętość; zwykle rozszerza się; są jednak takie ciała — o rozszerzalności ujemnej — który przy grzaniu się kurczą, a rozszerzają przy ziębieniu.

Rozszerzalność ciał stałych jest to zjawisko drobne, nieznaczne. Żeby ją wyraźnie zobaczyć, należy stosować pręty możliwie długie. Jeżeli bowiem dwa pręty, z których jeden jest *m* razy dłuższy aniżeli drugi, ogrzejemy o jednakową liczbę stopni, dłuższy, jako równoważny *m* prętom krótszym, wydłuży się *m* razy więcej. W niewielkim zakresie temperatur rozszerzalność ciał stałych, zmierzona zwykłym rtęciowym termometrem, okazała się, bardzo przybliżenie, niezależną od temperatury, t. j. ten sam pręt ogrzewany od 1° do 2° albo od 2° do 3° i t. d. przedłuży się za każdym razem jednakowo.

Przypuśćmy, że pręt z pewnego materjału posiada w temperaturze 0° długość l_0, zaś w temperaturze $t°$ długość l_t. Utwórzmy stosunek $\frac{l_t - l_0}{l_0\, t}$ i oznaczmy go przez λ. Mamy zatem $\lambda = \frac{l_t - l_0}{l_0\, t}$ albo $l_t = l_0\,(1+\lambda t)$.

Z przytoczonych powyżej własności wynika, że wielkość λ, zwana *spółczynnikiem rozszerzalności linijnej*, przynajmniej w pewnych granicach nie zależy od temperatury, a zależy jedynie od rodzaju użytego materjału. Wyraz $1+\lambda t$ nosi nazwę *dwumianu rozszerzalności.*

Dokładne pomiary spółczynników rozszerzalności wykonywa się zapomocą tak zwanego *komparatora;* jest to w swej istocie przyrząd, służący do dokładnego porównywania dwu długości niewiele różnych. Jego zasadniczą częścią są dwa trwałe i nieruchomo utwierdzone mikroskopy (*A* i *B* ryc. 144), opatrzone śrubami mikrometrycznemi *a* i *b*, zapomocą których nastawiamy ruchomy znak (zwykle krzyż z pajęczych nici) na kreski *p* i *q* nacięte na pręcie, który można ogrzewać lub ziębić do temperatur, które się określa termometrem. W ten sposób znaleziono następujące wartości spółczynników rozszerzalności:



Ryc. 144.

cynk, ołów $\lambda = \frac{1}{34000} \cdot \frac{1}{st.\ C.}$,

srebro, miedź $\frac{1}{53000}$,

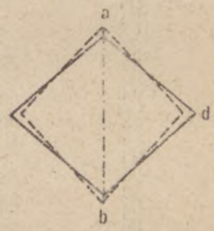
żelazo, stal $\frac{1}{85000}$,

platyna, szkło $\frac{1}{120000}$,

inwar 0.

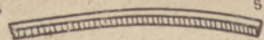
Kauczuk napięty, jodek srebra i niektóre inne ciała mają ujemne spółczynniki rozszerzalności, t. zn. kurczą się przy ogrzewaniu.

W ciałach różnokierunkowych, np. w drzewie, w kryształach i t. p. spółczynniki rozszerzalności są różne w różnych kierunkach. Np. kryształ szpatu islandzkiego rozszerza się w kierunku osi *ab* (ryc. 145), kurczy się natomiast w kierunkach do osi prostopadłych.



Ryc. 145.

Z rozszerzalności ciał korzystamy często w różnych zastosowaniach praktycznych. Jeżeli np chcemy wlutować drucik metalowy w szkło, możemy użyć do tego celu tylko platyny, której rozszerzalność jest prawie taka sama jak szkła; inny metal, rozszerzający się przez ogrzanie inaczej, rozsadziłby szkło. Z niejednakowej rozszerzalności różnych metali korzystamy przy konstrukcji t. zw. pasków kompenzacyjnych. Weźmy dwa paski np. jeden z mosiądzu *m*, drugi ze stali *s* (ryc. 146), i zlutujmy je ze sobą na całej długości. Ogrzewany mosiądz rozszerza się więcej niż stal. Wskutek tego pasek podwójny wygnie się tak, że po stronie wypukłej znajdować sie będzie mosiądz, po wklęsłej stal; przeciwnie będzie, jeżeli go oziębimy; do tego właśnie przypadku odnosi się rycina. Jeżeli przytwierdzimy nieruchomo jeden koniec takiego paska, a drugi połączymy z nierównoramienną dźwignią, wskazującą w powiększeniu to wygięcie, otrzymamy termoskop metalowy (termoskop jest przyrządem wskazującym zmiany temperatury na dowolnej skali), mający liczne zastosowania.



Ryc. 146.

Ciała stałe jakiejkolwiek postaci zwiększają zwykle przez ogrzanie swą objętość; mówimy wtedy o rozszerzalności objętościowej. Żeby się przekonać od czego ona zależy, wyobraźmy sobie sześcian z ciała równokierunkowego i przypuśćmy, że długość jego krawędzi wynosi l_0 w temperaturze 0°; po ogrzaniu do $t°$ długość każdej krawędzi równać się będzie $l_0\ (1+\lambda t)$, a zatem objętość v_t w tej temperaturze: $l_0^3\ (1+3\lambda t+3\lambda^2t^2+\lambda^3t^3)$. Ponieważ λ jest małym ułamkiem, można opuścić drugą i wyższe potęgi tej wielkości; wtedy znajdziemy $v_t=l_0^3(1+3\lambda t)=v_0(1+3\lambda t)$, w czem v_0 oznacza objętość sześcianiu w 0°. Oznaczamy 3λ dla krótkości literą α, wtedy będzie $v_t=v_0\ (1+\alpha t)$; α nazywa się *spłóczynnikiem rozszerzalności objętościowej.*

Podobnież jak ciała pełne rozszerzają się przez ogrzanie naczynia wewnątrz puste. Pojemność takich naczyń zwiększa się zatem przez ogrzanie, w stosunku zależnym od spółczynnika rozszerzalności objętościowej materjału, z którego są zrobione. Wyobraźmy sobie bowiem, że naczynie jest wewnątrz wypełnione tym samym, co ściana, materjałem; całość rozszerzy się wówczas jak bryła jednolita, bez jakichkolwiek we wnętrzu

napięć. Widać tedy, że wnętrze rozszerza się tak, jak bryła włożona.

Rozszerzalność cieplna sprawia, że gęstość ciała maleje wraz z ogrzaniem; masa bowiem nie zmienia się. Jeżeli m oznacza masę, v_t objętość ciała w temperaturze $t°$, wtedy jego gęstość w tej temperaturze jest $d_t = \frac{m}{v_t} = \frac{m}{v_0(1+\alpha t)}$,



Ryc. 147.

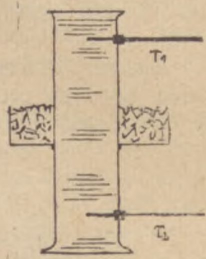
zatem $d_t = \frac{d_0}{1+\alpha t}$.

138. Rozszerzalność cieczy. Ciała ciekłe zmieniają też swą objętość wskutek ogrzania. Zmiany te badamy w tak zwanych *dilatometrach*. Jest to naczynie szklane (ryc. 147) w kształcie kuli, opatrzone wąską szyjką z podziałką na równe objętości; napełniamy je i część szyjki cieczą badaną, poczem ogrzewamy do różnych temperatur. Z powodu małego przekroju szyjki ciecz podnosi się w niej znacznie, nawet przy małem zwiększeniu swej objętości. Należy jednak uwzględnić, że zmiana ta zależy zarówno od zmiany objętości cieczy jak i pojemności naczynia. Zwiększenie pojemności sprawiłoby opadanie słupka, podczas. gdy rozszerzenie cieczy podnosi go. Ażeby zatem znaleźć rozszerzenie samej cieczy, należy wiedzieć, jaką pojemność posiada naczynie w każdej temperaturze. W tym celu napełnia się dilatometr znaną objętością rtęci, której spółczynnik rozszerzalności znaleziono metodą zupełnie inną, od dilatometru niezależną i mierzy się wysokości, do jakich wznosi się rtęć w różnych temperaturach.

Spółczynnik rozszerzalności rtęci oznaczyli Dulong i Petit metodą, polegającą na zastosowaniu naczyń połączonych. Wyobraźmy sobie dwie pionowe rurki szklane, połączone u dołu wąskim przewodem i napełnione rtęcią. Dopóki temperatura rtęci w obu rurkach jest jednakowa, dopóty poziomy rtęci w obydwu ramionach będą sięgać do jednakowej wysokości. Jeżeli jednak jedną rurę otoczymy topniejącym lodem (0°), zaś drugą ogrzejemy do $t°$, wtedy, z powodu różnic gęstości, poziomy rtęci ustawią się na wysokościach odwrotnie do gęstości proporcjonalnych. Oznaczmy gęstość i wysokość rtęci w obu ramionach odpowiednio przez d_0, b_0 i przez d_t, b_t. Mamy tedy stosunek $b_t : b_0 = d_0 : d_t$, a ponieważ $d_t = \frac{d_0}{1+\alpha t}$, zatem $b_t = b_0\,(1+\alpha t)$, skąd znajdujemy $\alpha = \frac{b_t - b_0}{b_0 t}$. Tą drogą znaleziono, że spółczyn-

nik rozszerzalności rtęci w zakresie od 0° do 100° wynosi, średnio biorąc, 0·0001818 $\left(=\frac{1}{5500}\right)\cdot\frac{1}{st.\,C.}$

Okazało się jednak, że rozszerzalność cieczy nie jest bynajmniej jednostajną. Ogrzanie o 1° sprawia zazwyczaj w temperaturach wysokich większy przyrost objętości, aniżeli w niskich. Ściśle biorąc, można mówić tylko o średniej wartości spółczynnika rozszerzalności od 0 do t^0, przyczem jego wartość nie będzie bynajmniej stała, lecz zależy od t.



Ryc. 148

Jaskrawy przykład tej niejednostajnej rozszerzalności cieczy daje nam woda, która w zakresie od 0° do 4° *kurczy się przy ogrzewaniu*, a dopiero od 4° do 100° rozszerza się i to tem więcej, im wyższą jest temperatura. W temperaturze 4° woda jest zatem najgęstsza. Można to okazać następującym przyrządem (Hope'go). Wysoki słój szklany (ryc. 148) otoczony jest pośrodku metalowym koszem, który napełnia się mieszaniną oziębiającą z soli i lodu. Dwa termometry T_1 i T_2 wskazują temperatury górnych i dolnych warstw wody. Z początku spada termometr dolny, podczas gdy górny prawie wcale się nie zmienia. Pochodzi to stąd, że woda oziębiona w zwyczajnej temperaturze kurczy się i spada na dno. Skoro jednak termometr dolny spadnie do 4°, dalsze jego oziębianie ustaje, a wtedy dopiero zaczyna opadać termometr górny, co dowodzi, że woda oziębiana od 4° w dół, rozszerza się, staje się lżejszą od otaczającej i wypływa do góry.

Zjawisko takie na wielką skalę odbywa się w głębokich jeziorach i stawach; na dnie ich woda nigdy się nie oziębia poniżej 4°, chociażby nawet ich powierzchnia pokryła się grubą warstwą lodu. Stan taki umożliwia trwanie życia organicznego w wodzie przez cały rok.



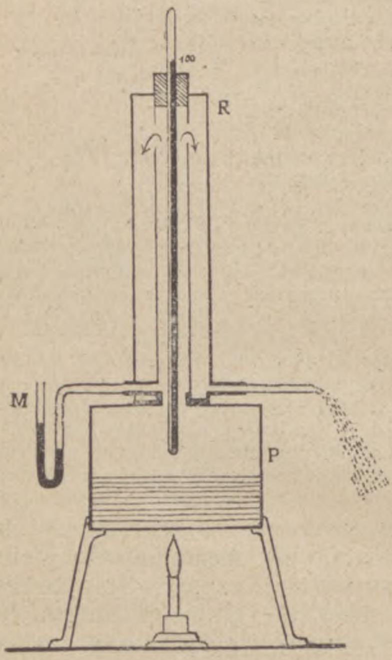
Ryc. 149.

139. Termometr rtęciowy. Rozszerzalność cieczy w dilatometrze nadaje się doskonale do wykazania zmian temperatury — i rzeczywiście termometry rtęciowe (ryc. 149) nie są niczem innem, jak dilatometrami, napełnionemi rtęcią. Ażeby zabezpieczyć czystość powierzchni rtęci, która w zetknięciu z powietrzem utleniałaby się zczasem, usuwa się powietrze w ten sposób, że ogrzewa się termometr tak, ażeby rtęć doszła do górnego końca szyjki, poczem zasklepia się go na lampie szklarskiej.

Zmiana wysokości poziomu rtęci w termometrze wskutek ogrzania jest następstwem zarówno rozszerzania się rtęci jak i samego naczynia. Ponieważ jednak rtęć rozszerza się około 8 razy więcej od szkła, przeto ogrzanie termometru sprawi, że słupek rtęci podniesie się do góry, przy oziębianiu zaś spada nadół.

Przyrząd taki może służyć jako *termoskop* w celu przekonania się, czy temperatura ciała z nim zetkniętego wzrasta, spada, czy też pozostaje niezmienioną; *termometrem* stanie się on dopiero wtedy, gdy jego szyjkę opatrzymy podziałką sporządzoną według takiej zasady, żeby wszystkie termometry, według tej samej zasady dzielone, zgadzały się z sobą, t. j., żeby w tej samej temperaturze wskazywały tę samą liczbę stopni.

Zasada takiego urządzenia podziałki czyli *skali* termometru opiera się na przyjęciu dwu tak zwanych *temperatur zasadniczych*, dostatecznie od siebie odległych i stałych. Od czasów Newtona nawiązuje się skalę temperatur do temperatury, w której czysty lód topi się pod zwyczajnem ciśnieniem i do temperatury wrzenia wody pod ciśnieniem jednej atmosfery.



Ryc. 150.

Zapomocą dowolnego termoskopu można stwierdzić, że lód czysty, drobno potłuczony i dostatecznie zwilżony wodą, posiada pod ciśnieniem atmosferycznem zawsze ściśle tę samą temperaturę, jakąkolwiekby była temperatura otoczenia (pokoju), byle była wyższa od temperatury lodu. Wstawmy więc nasz termoskop do takiego lodu tak głęboko, żeby całe naczynie i większa część szyjki była lodem dokładnie obłożona i zaznaczmy na szyjce kreską to miejsce, gdzie ostatecznie się ustali górny koniec słupka rtęci. Kreskę tę nazywamy zazwyczaj punktem topnienia lodu; oznacza się ją liczbą zero.

Więcej zachodu sprawia znalezienie drugiego zasadniczego punktu skali, mianowicie punktu wrzenia wody. Temperatura wrzącej wody zależy przedewszystkiem od wysokości ciśnienia atmosferycznego. Umówiono się tedy przyjmować za drugą temperaturę zasadniczą skali temperatur temperaturę wrzenia wody pod ciśnieniem jednej atmosfery (t. j. 760 *mm* rtęci zerostopniowej, w szerokości geogr. 45°, w poziomie morskim). Ze względu jednak, że temperatura samej wody może się lekko wahać, zależnie od jej czystości i od rodzaju naczynia, umieszcza się zawsze termoskop

w *parze*, uchodzącej z wody wrzącej pod ciśnieniem jednej atmosfery. Ażeby uchronić przyrząd od utraty ciepła przez promieniowanie ku otaczającym chłodniejszym przedmiotom, umieszcza się go w metalowej rurze (ryc. 150) *R*, przeprowadzającej obfity strumień pary z kociołka *P*. Rura ta posiada ściany podwójne; uchodząca z niej para, zanim ujdzie nazewnątrz rurką boczną (po prawej stronie), przechodzi pomiędzy ścianami tej rury. Wnętrze rury łączy się z manometrem wodnym *M*, wskazującym, o ile ciśnienie panujące w kociołku przewyższa panujący spółcześnie stan barometru*).

Zaznaczamy znowu kreską na szyjce to miejsce, gdzie się zatrzymuje górny koniec słupka podczas wrzenia wody; kreska ta nazywa się punktem wrzenia wody; oznacza się liczbą 100.

Na tych dwu punktach zasadniczych oparta jest cała skala termometru, którą kreśli się według zasady następującej:

Wyobraźmy sobie, że całą wewnętrzną pojemność szyjki termometru między kreskami 0 i 100 podzielono na sto równych pojemności i zaznaczono je odpowiedniemi kreskami; że następnie powyżej kreski sto i poniżej kreski zero przedłużono ten podział, odkładając od kreski do kreski tę samą pojemność, jaka wypadła z podziału na 100 części odstępu zasadniczego od 0 do 100. Ponumerujmy kolejno po sobie idące kreski nad zerem liczbami +1, +2... +100, +101, +102 i t. d., poniżej zera zaś liczbami: —1, —2, —3 i t. d. Termometr wobec tej zasady skalą zaopatrzony, zgadzać się będzie z każdym innym termometrem podobnie dzielonym. W tej samej temperaturze wszystkie takie termometry będą wskazywały na ten sam numer kreski, bez względu na to, jakie są ich rozmiary, wielkość i postać naczynia, szerokość rurki i t. d.

Ażeby to uzasadnić, przyjmijmy na chwilkę, że przy ogrzaniu rozszerza się tylko rtęć w termometrze, a drobne zmiany pojemności bańki można zaniedbać. Owóż rtęć ogrzana od 0 do 100 rozszerza się zawsze o ten sam ułamek $\left(\text{około } \frac{1}{55}\right)$ swej objętości pierwotnej, jaką zajmowała w temperaturze 0°, jakąkolwiekby była ta objętość i kształt jej. Znaczy to, że w każdym termometrze pojemność szyjki między kreskami zero i sto równa się temuż samemu ułamkowi pojemności naczynia (liczonej aż do kreski zero). W myśl zasady konstrukcji skali pojemność szyjki od zera do, dajmy na to, kreski +50 jest znowuż w każdym termometrze częścią o połowę od tamtej mniejszą pojemności naczynia. Widocznem jest zatem, że jeżeli jakiś termo-

*) Ponieważ ciśnienie normalne 760 *mm* wyjątkowo się zdarza, przeto słupek rtęciowy nie będzie zazwyczaj dokładnie wskazywał temperatury zasadniczego punktu. Doświadczenie okazało, że na zwykle używanej stustopniowej skali, pod ciśnieniem 760—*n mm*, woda wrze w temperaturze 100—0·037 *n* stopni.

metr wielkich rozmiarów, ogrzany, wskazywać będzie na kreskę 50, to na ten sam stopień wskazywać będą wszystkie inne termometry, mniejsze i większe, węższe i szersze, do tej samej temperatury ogrzane.

Założyliśmy w tem rozumowaniu, że objętość naczynia nie zmienia się przy ogrzewaniu. Gdyby wszystkie termometry były wykonane z tego samego gatunku szkła, rozumowanie powyższe pozostałoby w zasadzie niezmienionem; ponieważ jednak próbki szkła, pochodzące z różnych hut, różnią się cokolwiek w swym składzie chemicznym, przeto termometry, z różnych szkieł wykonywane, wykazują zwykle drobne różnice, z wyjątkiem kresek 0 i 100, w których oczywiście zgadzać się powinny.

Zasada zatem skali, wyłożona powyżej, zapewnia pierwszą najważniejszą cechę termometrów, t. j. tak zwaną ich *zgodność*. Prócz tego wymagamy od termometru, żeby był *czuły* i *czujny*. Czułym jest wtędy, gdy odstęp między kreskami jest duży; wtedy można mierzyć na nim dokładnie nawet małe ułamki stopnia. Oczywistą jest rzeczą, że wielkość stopnia jest tem większą, im większą jest bańka termometru i im węższą jego szyjka.

Czujność polega na tem, żeby termometr możliwie szybko przyjmował temperaturę otoczenia. Będzie ona tem większą, im szybciej ciepło zewnętrzne zdoła przeniknąć całą masę rtęci; w tym celu korzystniejsze bywają naczyńka walcowate od kulistych i małe od większych.

Konieczność użycia szkła w termometrze pociąga za sobą pewne jego braki, polegające na przesuwaniu się punktów zasadniczych. Jeżeli mianowicie szkło rozszerzy się przez ogrzanie, to następnie po oziębieniu naczynie nie przyjmie odrazu objętości pierwotnej, przeciwnie powrót ten odbywa się bardzo wolno i nie bywa zupełnym. Wskutek tego punkt topnienia, oznaczony bezpośrednio po sporządzeniu naczynia, podnosi się zazwyczaj z biegiem czasu do góry. Żeby uniknąć błędów stąd pochodzących, należy często określać punkt topnienia i uwzględniać różnicę między zerem podziałki a prawdziwym punktem topnienia lodu. Inne błędy wynikają stąd, że przekrój rurki nie jest wszędzie jednakowy, a zatem pojemności stopni nie są wszędzie równe. W celu uwzględnienia błędów stąd pochodzących, należy porównać wielkość stopni czyli, jak się mówi, *skalibrować* termometr. W tym celu odrywa się od słupka rtęci w gotowym już termometrze krótką nitkę i posuwając ją wzdłuż rurki, sprawdza się, czy zajmuje wszędzie jednakową długość.

140. Różne rodzaje termometrów.

1) *Termometr o skróconej podziałce.* Termometry najczęściej używane w praktyce nie posiadają pełnej skali, lecz tylko jej część, np. od -20° do

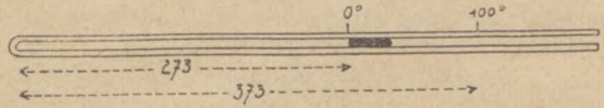
+40°, albo od 40—60 i t. d., a to w celu uniknięcia dużych rozmiarów termometru, szczególniej wtedy, gdy ma on być bardzo czułym. Dzielenie skali na takich skróconych termometrach odbywa się przez porównanie z termometrem normalnym o pełnej skali.

2) *Termometry maksymalne i minimalne* są to termometry zbudowane w ten sposób, że zapisują automatycznie najwyższą lub najniższą temperaturę, jaka panowała w przeciągu pewnego czasu. Np. termometr lekarski jest maksymalnym. Jego szyjka jest silnie zwężona w tem miejscu, gdzie łączy się ze zbiornikiem rtęci. Rozszerzając się, rtęć przeciska się przez to zwężenie. Natomiast, gdy, ziębnąc, rtęć kurczy się w zbiorniku, słupek odrywa się i pozostaje tam, gdzie się zatrzymał przy ogrzewaniu. Ażeby go sprowadzić napowrót do zbiornika, należy termometrem mocno wstrząsać.

3) Do pomiaru temperatur niższych aniżeli — 39° nie można używać termometrów rtęciowych, gdyż rtęć krzepnie około —40°. Posługujemy się w tym celu termometrami napełnionemi alkoholem, dwusiarczkiem węgla, eterem naftowym i innemi cieczami, zamarzającemi w bardzo niskich temperaturach. Na takich termometrach podziałkę sporządza się empirycznie przez porównanie z termometrem gazowym (ust. 144).

141. Rozszerzalność gazów. Ze wszystkich rodzajów materji najwięcej rozszerzają się przy ogrzewaniu gazy (około 150 razy więcej, niż szkło, a 20 razy więcej, niż rtęć). Co więcej, jak to odkryli Charles i Gay Lussac około r. 1800, wszystkie, bez względu na swą naturę chemiczną, pierwiastki gazowe (tlen, wodór i t. d.), mieszaniny (powietrze) i związki gazowe (bezwodnik węglowy, nawet para wodna niezbyt bliska skroplenia) *rozszerzają się niemal jednakowo i jednostajnie.* Wspólna wartość liczbowa ich spółczynnika rozszerzalności (α) wynosi około $\frac{1}{273}$, albo $\alpha = 0{\cdot}00367\ \frac{1}{st.\ C.}$

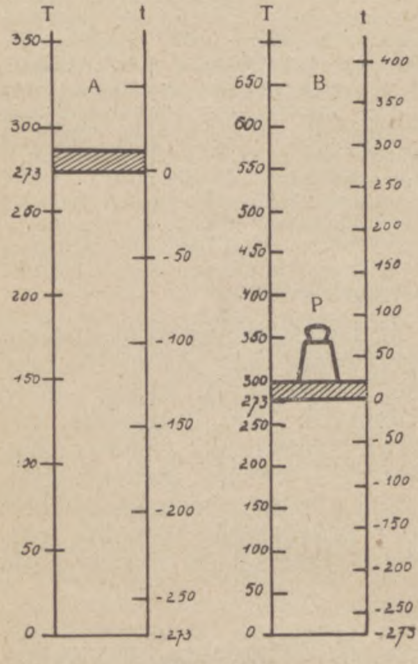
Można to okazać mało wprawdzie dokładnym, ale prostym sposobem, jak następuje (ryc. 151).



Ryc. 151.

Kropla rtęci zamyka w rurce jednostajnej szerokości, oziębionej lodem do 0°, słupek jakiegokolwiek gazu, długi na 273 *mm.* Po ogrzaniu parą wodną do 100° słupek ten wydłuży się do 373 *mm*, t. j. przedłuży się o 100 *mm*; ogrzanie do 50° dałoby 273 + 50 *mm* i t. d. Na jeden stopień ogrzania przypada zatem $\frac{1}{273}$ część objętości, zajmowanej w temperaturze 0°. W doświadczeniu powyższem gaz ogrzewany zostaje wciąż pod niezmiennem ciśnieniem zewnętrznem 1-ej atmosfery. Owóż prawo rozszerzalności nie zmieniłoby się, gdybyśmy przez otwarty koniec rurki wywierali na gaz, przez rtęć, ciśnienie stałe 1, 2

albo 3 atm.... *Każdy gaz, ogrzewany o 1⁰ pod ciśnieniem niezmiennem, rozszerza się o* $\frac{1}{273}$ *część tej objętości, jaką zajmował pod temże ciśnieniem w temperaturze 0⁰ (prawo Charles'a).*



Ryc. 152.

Znaczenie i doniosłość tego prawa uzmysłowimy sobie następującym sposobem: wyobraźmy sobie walcowate naczynie, zawierające gaz, zamknięty tłokiem ruchomym, pod ciśnieniem atmosferycznem (ryc. 152, A). Ogrzewajmy gaz ten do różnych temperatur i zaznaczmy każdą z nich przy odpowiedniem położeniu tłoka. Otrzymamy, jak to właśnie wynika z prawa Charles'a, podziałkę jednostajną (prawa strona walca), a odstęp sąsiednich kresek będzie $\frac{1}{273}$ odstępu kreski 0⁰ od dna. Niezależność prawa rozszerzalności od ciśnienia zewnętrznego (a więc i od gęstości gazu w temperaturze 0⁰) objaśnia ryc. 152, B. Taką samą, tylko bardziej ścieśnioną skalę otrzymalibyśmy, gdyby gaz był zgęszczony ciężarem *P*, położonym na tłoku.

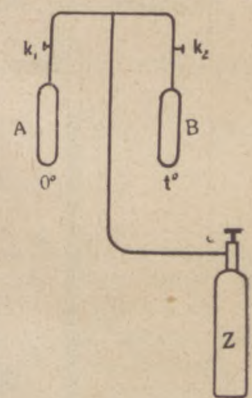
Podobnie jak prawo Boyle'a, tak i prawo Charlesa jest prawem granicznem, do którego gazy zwyczajne zbliżają się tem więcej, im są rzadsze, ściśle jednak mu nie podlegają.

Gaz, któryby do praw tych się stosował pod każdem ciśnieniem i w każdej temperaturze, nazwalibyśmy *gazem doskonałym*. Od takiego gazu niewiele się różnią wodór, tlen, azot i inne gazy, skraplające się dopiero po bardzo silnem oziębieniu, przynajmniej w temperaturach zwyczajnych i pod ciśnieniami nie wiele różnemi od zwyczajnego. Tak np. pod ciśnieniem jednej atmosfery spółczynnik rozszerzalności powietrza wynosi 0·00367, wodoru 0·00366, ale bezwodnika węglowego 0·00371.

Im bardziej gaz jak jest zgęszczony, tem wybitniejsze występują odstępstwa od prawa Charles'a. Ścisły sposób mierzenia spółczynnika rozszerzalności polega na użyciu dwu naczyń o jednakowej pojemności *A* i *B* (ryc. 153), które napełnia się jednocześnie tym samym gazem ze zbiornika *Z*, napełnionego tymże gazem, mniej lub więcej zgęszczonym. Jeżeli naczynie *A* oziębimy lodem do 0⁰, a drugie ogrzejemy albo oziębimy do t^0, wtedy masa gazu w *A* mieć się będzie do masy nagromadzonej w *B* jak $1 + \alpha t : 1$. Zamknąwszy kurki k_1 i k_2, mierzymy te masy albo ich objętości oddzielnie, w zwykłych warunkach; stąd obliczymy α. Znaleziono np., że pod ciśnie-

niem 50 atmosfer spółczynnik rozszerzalności powietrza ogrzewanego od 0° do 100° wynosi średnio 0·00410. W tych warunkach zależy on też od temperatury i od ciśnienia; niema już jednostajnej rozszerzalności, prawo Charles'a całkowicie traci swą ważność, zwłaszcza w temperaturach niskich.

142. Skala temperatur bezwzględna. Podziałkę temperatur, nakreśloną na boku walca w poprzednim przykładzie, można też inaczej ponumerować; zamiast kłaść kreskę 0° przy konwencjonalnej objętości, zajmowanej przez gaz w lodzie topniejącym, przesuńmy ją aż do dna naczynia, nie zmieniając odstępu kresek. Wtedy oczywiście przy poprzednim punkcie 0° wypadnie numer 273, w punkcie —1, numer 272 i t. d. Ogólnie, w punkcie oznaczonym poprzednio przez t^0, będzie teraz $t+273=T$. Nowa ta skala, podobnie jak pierwotna, może służyć do określania temperatur i nazywa się *skalą bezwzględną*. W wielu razach jest ona dogodniejsza, np. przy jej zastosowaniu prawo Charles'a orzeka poprostu, że *objętość gazu, zostającego pod niezmiennem ciśnieniem, zmienia się wprost proporcjonalnie do temperatury mierzonej na skali bezwzględnej.*



Ryc. 153.

Prawo Charles'a wyrażają następujące wzory:

$$1)\ v_t = v_0 + v_0 \alpha t = v_0 (1 + \alpha t),$$

przy zastosowaniu zwyczajnej skali stustopniowej, odniesionej do punktu topnienia lodu jako zera;
albo

$$2)\ v_t = v_0 \alpha (273^0 + t) = v_0 \alpha T,$$

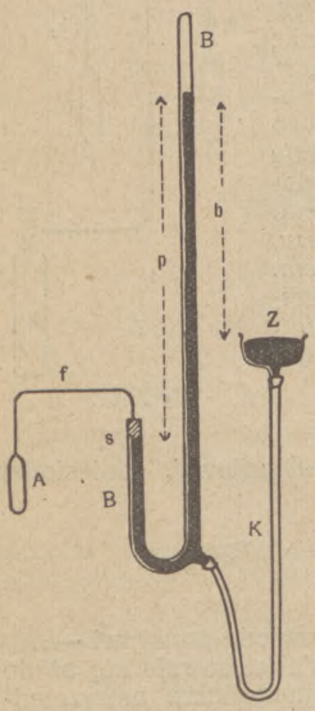
w odniesieniu do skali bezwzględnej.

Punkt zero skali bezwzględnej odpowiada punktowi —273° skali zwyczajnej. Gdyby prawo Charles'a stosowało się aż do temperatur tak niskich, każdy gaz w temperaturze bezwzględnego zera miałby objętość zero, czyli nie byłoby go wcale. Stąd już widać, że prawo Charles'a jest tylko przybliżeniem do rzeczywistości, przybliżeniem tem ściślejszem, im cieplejsze i mniej zgęszczone są gazy.

143. Zmiany prężności pod wpływem ogrzania. Gaz zamknięty w naczyniu, które nie dozwala mu rozszerzać się, gdy go ogrzewamy, *zwiększa swą prężność i to znowu na każdy stopień ogrzania o* $\frac{1}{273}$ *część tej prężności, jaką posiadał w temperaturze topniejącego lodu.*

Wynika to wprost z prawa rozszerzalności i z prawa ściśliwości Boyle'a. Weźmy mianowicie gaz, którego objętość w 0°

wynosi v_0, zaś prężność p_0. Ogrzejmy go od 0° do t°C., pozwalając mu przy tem rozszerzać się pod stałem ciśnieniem p_0. Według prawa Charles'a gaz przyjmie objętość $v_t = v_0\ (1 + \alpha t)$, w czem $\alpha = \frac{1}{273} \cdot \frac{1}{st.\ C.}$ Tak ogrzany gaz ściśnijmy napowrót do objętości pierwotnej v_0, w temperaturze stałej t. Według prawa Boyle'a gaz, którego objętość zmniejszyła się $(1 + \alpha t)$ razy, uzyska tyleż razy większą prężność, a więc $p_0(1 + \alpha t)$. Oczywistą jest rzeczą, że gaz osiągnie taką samą prężność, jeżeli, ogrzewając go od 0° do t°, nie pozwolimy mu wcale się rozszerzać. Wielkość $\alpha = \frac{1}{273} \cdot \frac{1}{st.\ C.}$ jest zatem nietylko spółczynnikiem rozszerzalności, lecz również spółczynnikiem rozprężliwości gazów.



Ryc. 154.

144. Termometr gazowy i skala wodorowa temperatur. Niedoskonałość termometru rtęciowego (ust. 139) była powodem, że w celu ściślejszego określenia skali temperatur i rozszerzenia jej poza szczupły stosunkowo zakres skali rtęciowej zastąpiono ją skalą opartą na zmianach prężności gazu (wodoru). Powiada się, że ***równe przyrosty temperatury mają odpowiadać równym przyrostom prężności wodoru, zamkniętego w stałej objętości, a mającego w temperaturze topniejącego lodu prężność 1-go metra rtęci.*** Na skali tej, podobnie jak na rtęciowej, punkty zasadnicze oznacza się liczbami 0° i 100°.

Termometr wodorowy składa się z właściwej bańki termometrycznej A (ryc. 154) napełnionej wodorem i połączonej bardzo wąską rurką f z krótszem ramieniem barometru lewarowego BB, o dość długiej próżni Torricellego. Słup rtęci w barometrze wskazuje wprost prężność p gazu w bańce. Osobny zbiornik rtęci Z, połączony giętką rurą gumową K z barometrem, służy do tego, żeby, podnosząc Z lub zniżając, móc podnosić lub zniżać oba poziomy rtęci w barometrze. Sprowadzając poziom dolny zawsze do stałego znaczka s sprawimy, że mimo zmiennej temperatury bańki A, objętość gazu będzie zawsze ta sama; zmienia się tylko jego prężność.

Ażeby przyrządem tym wymierzyć jaką temperaturę t_w (znaczek $_w$ przypomina, że mamy do czynienia z wodorową skalą temperatur) wyznacza się naprzód jego *stałe*. Zanurzywszy bańkę w lodzie topniejącym, odmierza się prężność gazu w temperaturze 0^0; oznaczmy ją przez p_0 (ona nie powinna różnić się wcale od przepisanego metra rtęci). Podobnież wyznacza się prężność p_{100} w temperaturze 100^0. Na 100 stopni ogrzania przypada przyrost prężności $p_{100} - p_0$. Według określenia tej skali przypadnie na jeden stopień $\frac{p_{100} - p_0}{100}$, zaś na szukane t_w stopni: $t_w \frac{p_{100} - p_0}{100}$. Jeżeli zatem w temperaturze mierzonej prężność wynosi p, to powinno być $p = p_0 + t_w \cdot \frac{p_{100} - p_0}{100}$, stąd oblicza się $t_w = 100^0 \cdot \frac{p - p_0}{p_{100} - p_0}$.

Termometr gazowy nie posiada zatem podziału na stopnie; temperatury nie można wprost na nim odczytać, lecz trzeba ją obliczyć, według powyższego wzoru. Z tego powodu służy on tylko jako przyrząd wzorowy, według którego sprawdza się termometry zwyczajne i inne termometry. Do mierzenia temperatur bardzo niskich i bardzo wysokich (bańka z ogniotrwałej porcelany) nie można go jednak żadnym innym zastąpić.

Skala wodorowa jest różna od skali termometru rtęciowego. Jeżeli zatem zmierzymy pewną temperaturę termometrem rtęciowym i wodorowym, znajdziemy w obu razach różną liczbę stopni. Jednakowoż różnica ta nie jest wielka (przy użyciu termometru rtęciowego ze szkła t. zw. jenajskiego nie przekracza $0{\cdot}12^0$ pomiędzy 0^0 a 100^0) i często zaniedbujemy ją zupełnie.

145. Równanie gazów. Z pomocą praw ściśliwości (Boyle'a) i rozszerzalności (Charles'a) możemy obliczyć objętość, jaką zajmować będzie dana masa jakiegokolwiek gazu w jakiejkolwiek temperaturze t i pod jakiemkolwiek ciśnieniem p, byle w granicach ważności obu tych praw. Równanie, wyrażające objętość w zależności od ciśnienia i temperatury, nazywa się *równaniem gazów.*

Weźmy na uwagę gaz w temperaturze 0^0, pod ciśnieniem jednej atmosfery, które będziemy oznaczać przez p_0; objętość jego niechaj będzie wtedy v_0. Ogrzejmy go do t^0, nie zmieniając naprzód ciśnienia. Przyjmie on objętość $v' = v^0 (1 + \alpha t)$. Poddajmy go teraz ciśnieniu p, nie zmieniając znowuż temperatury. Prawo Boyle'a orzeka, iż uzyska on wtedy objętość $v = \frac{p_0 v'}{p}$. Podstawiwszy tu za v' znalezioną pierwej wartość, znajdziemy szu-

kany związek pod postacią $v=\frac{p_0}{p}v_0(1+\alpha t)$ albo $pv=p_0v_0(1+\alpha t)$ albo wreszcie $pv=p_0v_0\alpha T$, gdzie, jak pierwej, T oznacza temperaturę na skali bezwzględnej.

Równanie to mieści w sobie zarówno prawo Boyle'a jak też i prawo Charles'a. Istotnie, według tego równania iloczyn objętości i ciśnienia jest stały, jeżeli przy zgęszczeniu temperatura się nie zmienia (prawo Boyle'a). Dalej, jeżeli gaz rozszerza się pod ciśnieniem stałem, jest p stałe ($=p_0$), a zatem objętość v zmienia się proporcjonalnie do $(1+\alpha t)$; jeżeli nakoniec gaz ogrzewamy w objętości stały, wtedy jest v stałe, a zatem p zmienia się proporcjonalnie do $1+\alpha t$.

Z równania gazów można obliczyć także gęstość gazu w temperaturze t, pod ciśnieniem p. Jeżeli bowiem masa gazu (stała) wynosi M *gr*, to gęstość w temperaturze t i pod ciśnieniem p będzie $d=\frac{M}{v}$. Wstawiając w równanie gazów $v=\frac{M}{d}$, znajdziemy: $d=\frac{M}{v_0(1+\alpha t)}\cdot\frac{p}{p^0}$, czyli $d=\frac{d_0}{1+\alpha t}\cdot\frac{p}{p_0}$, w czem d_0 oznacza gęstość *normalną* gazu (ust. 98).

Wzór ten wskazuje, że gęstość gazu jest wprost proporcjonalna do ciśnienia, zaś odwrotnie proporcjonalna do dwumianu rozszerzalności, a więc do temperatury bezwzględnej.

Weźmy teraz inny gaz o innej gęstości normalnej d'_0, ale pod tem samem co pierwszy ciśnieniem p i w tej samej temperaturze t. Jego gęstość będzie w tych warunkach określona równaniem: $d'=\frac{d'_0}{1+\alpha t}\cdot\frac{p}{p_0}$. Z dwu ostatnich równań wynika, że $d:d'=d_0:d'_0$, t. j. że *stosunek gęstości dwu gazów, wziętych pod tem samem ciśnieniem i w tej samej temperaturze, nie zależy od temperatury ani od ciśnienia*, jeżeli obydwa te gazy stosują się do praw Boyle'a i Charles'a.

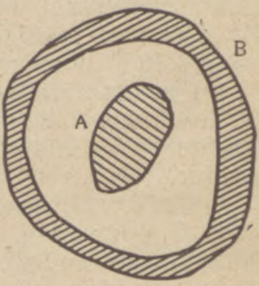
146. Forma chemiczna równania gazów. Jedna cząsteczka gramowa *jakiegokolwiek* gazu w stanie normalnym zajmuje objętość 22400 cm^3 (ust. 99). N takich cząsteczek mieć będą objętość normalną $v_0=22400\ N$. Podstawiwszy tę wartość w równanie $pv=p_0v_0\alpha T$, otrzymamy ***równanie stosujące się do wszystkich gazów*** w postaci $pv=p_0\ 22400\ \alpha NT$. Mierząc ciśnienia na atmosfery ($p^0=1$), otrzymujemy t. zw. ***chemiczną formę*** równania gazów:

$$pv=82{\cdot}1\ NT\frac{atm.\ cm^3}{st.\ C.}.$$

ROZDZIAŁ II.

Ogrzewanie i oziębianie ciał. Zasady kalorymetrji.

147. Zasada równowagi temperatur. Wiadomą jest z doświadczenia rzeczą, że jakiekolwiek dwa ciała *A* i *B*, znajdujące się w pobliżu siebie, a mające różne temperatury, zdążają wogóle do wyrównania swych temperatur; cieplejsze ostyga, chłodniejsze ogrzewa się. Ażeby zjawisko to dokładnie zbadać, musimy ciało uważane uchronić od wpływu innych ciał postronnych. Sporządźmy w tym celu z ciała *B* zamkniętą osłonę, utrzymywaną na stałej temperaturze (lodem, gorącą wodą i t. p.) i umieśćmy w jej wnętrzu ciało *A* (ryc. 155); zakładamy jeszcze, że ciało *B* jest nieprzeźroczyste, że np. promienie słoneczne, padając na nie, nie mogą dosięgnąć ciała *A*.



Ryc. 155.

Doświadczenie prowadzi do wygłoszenia następującej ogólnej zasady: jakiekolwiekby było ciało *A* i jakąkolwiek byłaby jego początkowa temperatura, po upływie krótszego lub dłuższego czasu temperatura jego zrówna się z temperaturą osłony *B*, pod warunkiem, żeby osłona ta była nieprzeźroczysta (np. metalowa).

Na tej właśnie zasadzie polega zastosowanie termometru do mierzenia temperatur różnych ciał. Termometr wskazuje w pierwszym rzędzie własną swą temperaturę, lecz jeżeli zanurzymy go całkowicie np. w wodzie albo w powietrzu, ustali się on w końcu na pewnym określonym stopniu, który nazywamy właśnie spólną temperaturą termometru i wody lub powietrza (pod warunkiem, żeby np. słońce nie świeciło na termometr).

Zjawisko opisanego tu wyrównywania się temperatur opisujemy krótko, mówiąc, iż ciało, którego temperatura opada, „wydaje z siebie ciepło“, ciało natomiast ogrzewające się „pobiera ciepło“. *Ciepło zatem przechodzi zawsze od ciała gorętszego do zimniejszego.*

Zasada wyrównywania się temperatur zajmuje się tylko końcowym stanem, do którego znajdujące się wobec siebie ciałą zawsze zdążają. Jak szybko następuje to wyrównanie temperatur, zależeć to będzie od rodzaju ostygającego lub rozgrzewającego się ciała, od jego zdolności przewodzenia i promieniowania ciepła i t. p., o czem będzie mowa w rozdziale o ruchu ciepła.

148. **Ilość ciepła.** Wprowadzone wyżej pomocnicze pojęcie „ciepła" albo „ilości ciepła", jako czegoś odmiennego od temperatury, zostało określone dopiero przez Blacka z końcem XVIII stulecia.

Poprzednio nie rozróżniano należycie tych dwu pojęć. Black zauważył, że w dwu np. miarach gorącej wody posiadamy dwakroć większy zapas ciepła, aniżeli w jednej miarze wody o tej samej temperaturze. Do ścisłego określenia tego pojęcia dochodzi się na podstawie doświadczeń takich, jak następujące.

Zmieszajmy np. 1 *kg* wody ogrzanej do 80° z 1-nym kilogramem wody mającym 20°. Po wyrównaniu się temperatur znajdziemy, że obie masy przyjęły wspólną temperaturę 50°. Fakt ten okazuje, że woda cieplejsza utraciła 30°, a tyleż zyskała chłodniejsza. Nie wolno jednak prawidłowości tej uogólniać, gdyż jeżeli zmieszamy 2 *kg* wody o 80 stopniach z 3-ma kilogramami wody o 20°, temperatura końcowa będzie tylko 44°. Utrata cieplejszej wynosi zatem teraz 36°, zysk zimniejszej tylko 24°. Dostrzeżemy jednak, że w tym przypadku iloczyny 2×36 i 3×24, t. j. iloczyny z mas i zmian temperatury są jednakowe.

I ta prawidłowość nie daje jednak jeszcze ogólnej podstawy do ilościowego określenia czynnika, który „przechodząc" z ciała gorętszego do chłodniejszego, sprawiałby wyrównywanie temperatur.

Weźmy bowiem nakoniec 1 *kg* rtęci 100 stopniowej i 1 *kg* wody 0 stopniowej, to okaże się, że po zmieszaniu termometr zatrzyma się na 3·22°, zamiast na temperaturze 50°, jakiej można by było spodziewać się według doświadczenia pierwszego. Woda zyskuje tutaj tylko 3·22°, rtęć traci aż 96·78°.

Gdybyśmy jednak wprowadzili jeszcze czynnik zależny od *rodzaju* ciała, np. *jakąkolwiek liczbę* c_w *dla wody*, a $\frac{c_w}{30}$ dla rtęci, wtedy istotnie iloczyn masy, zmiany temperatury i tego współczynnika byłby dla obu ciał jednaki $1 \times 3{\cdot}22 \times c_w = 1 \times 96{\cdot}78 \times \frac{c_w}{30}$. Okaże się zarazem, że wprowadzenie takiego czynnika charakterystycznego dla każdego rodzaju materji daje wyniki zgodne z doświadczeniem, jakiekolwiek będą zmieszane masy obu ciał i zmiany temperatury (te ostatnie przynajmniej w zakresie nie nadto szerokim). Np. doświadczenie podobne, wykonane z wodą

i żelazem, domagałoby się wprowadzenia dla żelaza czynnika $\frac{c_w}{8{\cdot}7}$. Otóż, jeśli 2 *kg* żelaza zagrzanego np. do 100° wrzucę do 5-ciu *kg* rtęci 20°, uzyskam temperaturę końcową *t*, wypadającą z równania:

$$2(100-t)\frac{c_w}{8{\cdot}7}=5(t-20)\frac{c_w}{30},\ \text{stąd}\ t=66^0.$$

Doświadczenie rzeczywiście tyleż daje.

Spółczynnik taki nazywa się „ciepłem właściwem" uważanego ciała, zaś ***iloczyn z masy, ciepła właściwego i zmiany (przybytku lub ubytku) temperatury nazywamy „ilością ciepła", którą wydaje ciało ostygające albo pobiera ogrzewające się.*** Widać tedy, że ***ciepło właściwe mierzy się ilością ciepła potrzebną do ogrzania jednostki masy uważanej substancji o jeden stopień temperatury.*** Ogólnie, jeżeli masa ciała jest *m*, jego ciepło właściwe *c*, wtedy ilość ciepła *Q*, pobrana lub oddana przy zmianie temperatury o *t* stopni, wyraża się wzorem $Q = mct$.

Doświadczenia, które doprowadziły do określenia „ilości ciepła", okazały zarazem, że *ciało ostygające od temperatury wyższej t_2 do niższej t_1 wydaje z siebie tyleż ciepła, ile go pobrało, ogrzewając się od t_1 do t_2*, pod warunkiem jednak, żeby ostyganie odbywało się wśród tych samych warunków, jak ogrzewanie. W szczególności ogrzanie do temperatury wyższej nie powinno wywoływać żadnej trwałej zmiany własności ciała.

149. Jednostka ciepła. Za jednostkę ilości ciepła obieramy tę jego ilość, która jest potrzebna do ogrzania jednego kilograma wody o 1 st. C. Jednostka ta nazywa się *kalorją*. Zatem w przypadku wody mamy: $Q = 1$ kalorja, gdy $m = 1$ kilogram, $t = 1$ st. C. Ponieważ $c = \frac{Q}{mt}$, widać stąd, że ciepło właściwe c_w wody równa się $1\ \frac{kalorja}{kilogram \times st.\ C.}$

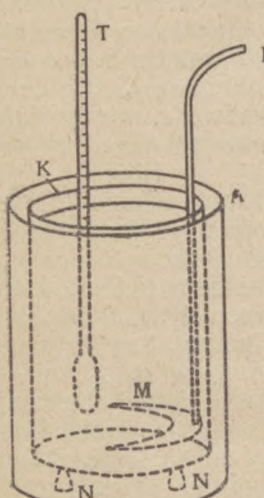
Tysiączna część kalorji, zwana także *gramstopniem*, używana częściej jako jednostka ciepła w rachunkach fizycznych, odpowiada ogrzaniu 1-go grama wody o 1° C.

Używając gramstopnia jako jednostki, mamy: $Q = 1$ *grst*, gdy $m = 1$ *gr*, $t = st.\ C.$ Zatem wtedy jest $c_w = \frac{1\ grst.}{gr \times st.\ C.}$

Odmierzanie ilości ciepła wytwarzanego przez układy materjalne wśród rozmaitych przeobrażeń fizycznych lub chemicznych (spalenie i t. p.), albo też ciepła, pochłanianego wśród podobnych przeobrażeń, jest zadaniem tego działu nauki o cieple, któremu dano nazwę *kalorymetrji*.

Było to rzeczą szczęśliwego przypadku, że Black w doświadczeniach swoich posługiwał się takiemi substancjami (woda, rtęć i t. p.), których ciepło właściwe niewiele tylko zależy od wysokości początkowej temperatury t_1 i końcowej t_2. Ogrzanie np. 1-ego *kgr* wody od 0^0 do 1^0 zużyje nie wiele więcej ciepła, aniżeli np. ogrzanie od 20^0 do 21^0. Że jednak takie różnice istnieją, t. j. że ciepło właściwe zależy także od wysokości temperatury, okazały to dopiero późniejsze, dokładniejszemi przyrządami wykonane pomiary. Różnice te są po większej części tak drobne (wyjątek wybitny stanowią węgiel, bor i krzem), że nie będziemy ich brać w dalszym wykładzie pod uwagę. Ażeby jednak jednostka ciepła była dobrze określoną, zgodzono się przyjmować za jednostkę tę ilość ciepła, która jest potrzebna do ogrzania 1-ego *kgr* wody w 15^0 C, np. od $14{\cdot}5^0$ do $15{\cdot}5^0$.

150. **Kalorymetr wodny** jest to przyrząd, służący do mierzenia ilości ciepła w myśl powyższych określeń. We wnętrzu metalowej osłony *A* (ryc. 156) umieszczone jest naczynie *K* (właściwy kalorymetr) z cienkiej metalowej blachy, napełnione odważoną ilością *m* gramów wody. Ilość ciepła, wprowadzona do wody kalorymetru, ocenia się wedle zmiany jej temperatury, według wzoru $Q = mc_w(t_2 - t_1)$, w czem t_1 oznacza początkową temperaturę wody, zaś t_2 temperaturę końcową. Ażeby ciepło to mające się zmierzyć nie uchodziło nazewnątrz (przez przewodzenie albo promieniowanie ku otaczającym przedmiotom) ani też, żeby te przedmioty, gdyby były od wody cieplejsze, nie dostarczały jej ciepła, urządza się kalorymetr tak, iżby wymiana ciepła z otoczeniem była możliwie zmniejszona. W tym celu ustawia się kalorymetr na trzech nóżkach *N* ze złego przewodnika ciepła, np. z korka, a nadto zewnętrzną jego, zwykle posrebrzoną powierzchnię poleruje się gładko, żeby promieniowanie cieplne odbijała i do wody nie przepuszczała. Do mierzenia tej temperatury wody potrzebny jest termometr *T* tak czuły, żeby co najmniej $\frac{1}{10}$ stopnia można było na nim odczytać. Ciepło *Q* powinno być rozprowadzone równomiernie w całej masie wody, t. j. temperatura jej powinna być dokładnie ujednostajniona. W tym celu posługujemy się mieszadłem *M*, sporządzonem z kawałka cienkiej blachy, które podczas całego pomiaru poruszamy nieustannie do góry i nadół zapomocą drucianego trzonka *D*, mieszając niem wodę.



Ryc. 156.

Ciepło *Q* nie zużywa się jednak wyłącznie na ogrzanie wody. W części ogrzewa ono ściany samego naczynia *K*, mieszadło, termometr i inne przedmioty, które wypada czasem w kalorymetrze umieścić. Tę część ciepła należy obliczyć osobno,

co łatwo uczynić, jeśli ciepło właściwe różnych tych składników jest znane. Jeżeli np. naczynie (mosiężne) waży m_1 *gr*, a c_1 oznacza ciepło właściwe mosiądzu ($c_1 = 0{\cdot}094 \frac{grst.}{gr \times st.\ C.}$), wtedy mosiądz ten bierze ilość ciepła $m_1c_1(t_2 - t_1)$, gdyż ogrzewa się do tej samej, co woda temperatury. Ogólnie tedy oblicza się ciepło mierzone według wzoru poprawniejszego:

$Q = mc_w(t_2 - t_1) + m_1c_1(t_2 - t_1) + m_2c_2(t_2 - t_1) + \ldots\ldots$ albo
$Q = M(t_2 - t_1)$, gdzie $M = mc_w + m_1c_1 + m_2c_2 + \ldots\ldots$ jest tak zwany *równoważnik wodny* całego przyrządu.

Kalorymetr napełnia się zwyczajnie wodą. Nic nie stoi jednak na przeszkodzie, żeby użyć jakiej innej cieczy, której ciepło właściwe jest znane (np. anilina, $c = 0{\cdot}514$).

151. Zastosowania kalorymetru. 1) Pomiar *ciepła właściwego* ciał stałych i ciekłych. Chcąc oznaczyć ciepło właściwe jakiej stałej lub ciekłej substancji, ogrzewamy odważoną jej ilość *(m gr)* np. do temperatury 100°, poczem wrzucamy ją szybko do kalorymetru; wskutek tego kalorymetr ogrzeje się od temperatury początkowej t_1 do końcowej t_2. Znając równoważnik wodny *M* kalorymetru, obliczamy ciepło właściwe *c* według wzoru:

$$cm(100 - t_2) = M(t_2 - t_1),$$

który wyraża, że ciepło utracone przez ostygające ciało i ciepło nabyte przez kalorymetr są sobie równe.

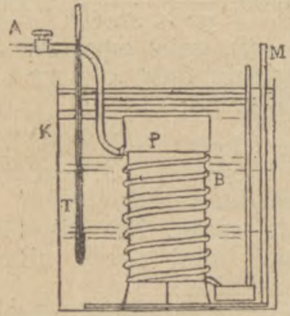
Pomiar ciepła właściwego cieczy odbywa się w ten sposób, że ciecz zamyka się w szczelnych flaszeczkach, których równoważnik wodny określa się oddzielnym pomiarem.

Przykład. Naczynie mosiężne kalorymetru waży 45·2 *gr*, mieszadło mosiężne 11·5 *gr*, szkło ($c = 0{\cdot}192$) termometru 3·7 *gr*, a rtęć 14·6 *gr*. Kalorymetr zawiera 135·4 *gr* wody. Wrzuciwszy do kalorymetru 33·764 *gr* żelaza ogrzanego do 99·94° dostrzegamy wzrost temperatury kalorymetru od 13·79 do 16·22°. Obliczyć ciepło właściwe żelaza. *Odp.:*

$$c = 0{\cdot}12 \frac{grst.}{gr \times st.\ C.}$$

2) Pomiaru *ciepła spalenia* (drzewa, fosforu, węgla, nafty i t. p.) lub też ciepła innej jakiej *reakcji chemicznej* można dokonać, jeżeli się wstawi do kalorymetru odpowiedni piecyk *P* (ryc. 157), opatrzony szczelną nakrywą, w którym odbywa się reakcja. Piecyk taki musi być złączony z rurką *A*, doprowadzającą tlen lub inny jaki gaz potrzebny do reakcji, jakoteż z rurką *B* odprowadzającą nazewnątrz produkty reakcji, zwyczajnie gazowe (np. przy spalaniu materjałów opałowych: bezwodnik węglowy, para wodna i t. p.). Gazy te są oczywiście gorące, a zawarte w nich ciepło pochodzi również z reakcji, powinno zatem pozostać w kalorymetrze. W tym celu rurka *B*

powinna być tak długa, iżby mogło nastąpić dokładne wyrównanie temperatury tych gazów z temperaturą wody w kalorymetrze. Dla oszczędności miejsca owija się ją w formie spiralnej około piecyka.



Ryc. 157.

Gdyby np. chodziło o zmierzenie ilości ciepła, jakie otrzymuje się przez spalenie 1 *gr* węgla (zadanie wielkiej doniosłości dla przemysłu i techniki), wprowadzilibyśmy do piecyka odważoną dokładnie ilość tego ciała, rozżarzywszy uprzednio malutką jego cząstkę. Gdy po zamknięciu nakrywy wprowadzimy strumień tlenu, spalenie postępować będzie żywo naprzód, dopóki cała masa się nie spali.

Przypuśćmy, że węgiel ważył 10 *gr*. Temperatura kalorymetru podniosła się w czasie spalenia od 15° do 45·97°. Kalorymetr zawierał 2·5 *kg* wody, sam (mosiężny) ważył łącznie z mieszadłem 250 *gr*, piecyk (żelazny) ważył 500 *gr*. Ponieważ ciepło właściwe mosiądzu = 0·094, zaś żelaza = 0·12, zatem równoważnik wody kalorymetru z przyborami wynosił: 2500 + 23·5 + + 60 = 2583·5. Wytworzone ciepło wynosiło zatem 2583·5 (45·97—15) = 80000 gramstopni. Stąd wniosek, że na 1 gram węgla przypada 8000 gramstopni, czyli 8 kaloryj.

Dogodniejszy sposób wykonywania podobnych pomiarów polega na zastosowaniu tak zw. *bomby kalorymetrycznej*. Jest to grubościenny, wytrzymały piecyk do spalań, który zaopatruje się odrazu całym zapasem tlenu potrzebnego do spalenia, przez napełnienie go tlenem zgęszczonym (pod ciśnieniem 20 do 30 atmosfer; tlen zgęszczony nabywa się w handlu, w żelaznych flaszkach). Początkowe zapalenie badanego ciała uskutecznia się prądem elektrycznym, wprowadzonym do wnętrza bomby przez izolowane, szczelnie przez jej ściany przeprowadzone przewodniki.

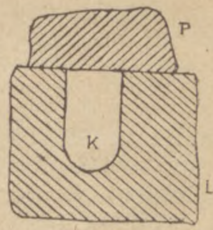
W zupełnie podobny sposób fizjologowie określają ciepło wydawane przez organizmy żyjące. Zwierzę poddane doświadczeniu, umieszczone w szczelnej klatce zaopatrywanej strumieniem tlenu lub powietrza, oddaje swe ciepło wodzie kalorymetrycznej, poczem ilość ciepła wydanego w odmierzonym czasie oblicza się podobnie jak w powyższym przykładzie.

3) Pomiar *ciepła wytworzonego przez tarcie* i t. p., wogóle przez zużycie pracy mechanicznej, uskutecznia się również w kalorymetrze. Przyrząd Joule'a opisany w ust. 62 jest w rzeczywistości kalorymetrem wodnym. Jeżeli włożymy weń, na mieszanie wody, ilość pracy = L, jak w przytoczonem miejscu opisano, wtedy ilość Q wytworzonego ciepła obliczy się z rów-

noważnika wodnego i przyrostu temperatury, według zasad wyżej wyłożonych.

152. Kalorymetr lodowy. Mierzenie ciepła przez ogrzewanie odważonej masy wody nie jest jedyną metodą, jaką kalorymetrja się posiłkuje. Do tego celu możnaby użyć jakiegokolwiek objawu zależnego od ilości ciepła. Tak np. za działaniem ciepła lód ogrzany poprzednio do swej temperatury topnienia 0°, zamienia się na wodę, nie zmieniając przytem temperatury. Ilość gramów stopionego lodu jest wtedy bezpośrednią miarą ilości dostarczonego ciepła, ilości rozumianej tak właśnie, jak ją określono w ust. 136. Stopienie 1-ego grama lodu w temperaturze 0° wymaga zawsze 80 gramstopni ciepła, bez względu na to, jakiej masy lodu użyto, jak gorącem było ciało, które tego ciepła dostarczyło i t. p. Temperatura tego ciała musi jednak być oczywiście wyższa od 0°.

Można to sprawdzić pierwotnym kalorymetrem Blacka (ryc. 158), który składał się poprostu z bryły *L* czystego lodu, opatrzonej wydrążeniem *K* i nakrytej szczelnie płaską lodową pokrywą *P*. W komorze *K* panuje stale, jakby w lodowni, temperatura 0°, jakąkolwiekby była temperatura otoczenia. Ściany wewnętrzne tej komory nie mogą się przeto odtapiać, chyba, że wprowadzimy do wnętrza ciepło, np. rozżarzony węgiel, gorącą wodę, drut przewodzący prąd elektryczny i t. p. Wlejmy np. do tej komory, dajmy na to, 500 *gr* wody w temperaturze 10°. Woda ta ostygnie do 0°, oddając 5000 gramstopni ciepła, a jednocześnie wytworzy się nowa, przez stopienie lodu. Stopi się go około 63 *gr*. Rzeczywiście zatem na stopienie 1 *gr* lodu wychodzi 80 gramstopni ciepła. Naodwrót zatem z ilości (*m gr*) stopionego lodu obliczamy ilość zużytego ciepła.

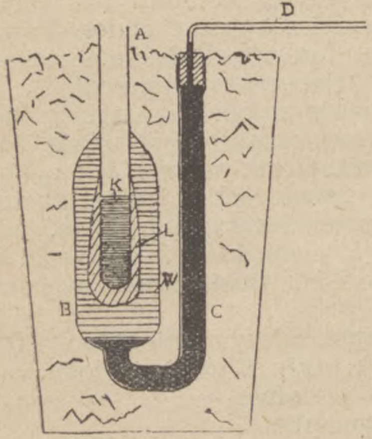


Ryc. 158.

Wielką niedogodnością tej metody jest to, że niepodobna zebrać całkowicie (bibułą, gąbką) wody przylegającej do lodu i że po zdjęciu pokrywy stopi się nieco lodu przez dojście ciepła z powietrza otaczającego. W ulepszonym przez *Bunsena* kalorymetrze lodowym omija się tę trudność tym sposobem, że nie waży się stopionego lodu, lecz mierzy się zmniejszenie objętości, które mu towarzyszy. Jeden gram lodu w 0° zajmuje objętość 1·0898 cm^3, podczas, gdy utworzona z niego woda, również w temperaturze 0°, zajmuje tylko 1·00013 cm^3. Ilekroć tedy w mieszaninie lodu i wody 1 gram lodu się stopi, wtedy łączna objętość tej mieszaniny zmniejsza się o 1·0898—1·00013=0·0897 cm^3.

Kalorymetr Bunsena jest zbudowany w sposób następujący. Szklana bańka *B* (ryc. 159), otoczona śniegiem lub lodem tłuczonym napełniona jest wodą *W*. Dolna jej część, łącznie z szyjką

C i włoskowatą rurką *D*, zawiera rtęć. Przez wprowadzenie jakiej mieszaniny mrożącej do otwartej u góry rurki *A*, wlutowanej w bańkę *B*, część tej wody zamraża się w lodową skorupę *L*, przylegającą do *A*, poczem napełnia się dolną część *K* rurki *A* czystą wodą o temperaturze 0°.



Ryc. 159.

Przyrządem tym można mierzyć bardzo małe nawet ilości ciepła. Dopóki właściwy kalorymetr, t. j. dolna część *K* rurki wewnętrznej, nie otrzymuje żadnego ciepła, wszystko pozostaje w równowadze; koniec słupka rtęciowego w rurce włoskowatej jest nieruchomy. Wrzućmy jednak do *K* np. malutki kawałek ciepłej miedzi. Ciepło oddane udzieli się najpierw wodzie *K*, z niej przez szkło przechodzi do *L* i topi tu pewną masę lodu. Wskutek tego zmniejsza się objętość, a rtęć w rurce włoskowatej cofa się. Mierzymy, o ile rtęć się cofnęła. Stąd znajdujemy zmniejszenie się objętości, które pozwala określić ilość ciepła.

153. **Ciepło właściwe ciał stałych i ciekłych.** Wartość ciepła właściwego ciał stałych i ciekłych zależy przedewszystkiem od rodzaju tych ciał. Jednakowoż i stan fizyczny ciała (np. wysokość temperatury) ma też pewien wpływ na wartość ciepła właściwego. Widać to z następującej tablicy, w której ciepło jest wyrażone w gramstopniach na gram substancji i stopień Celsjusza.

Lód (od -20^0 do -1^0) $c=$	0·502	woda (0°)	1·0056
platyna (0°)	0·0317	woda (15°)	1·000
platyna (100°)	0·0323	rtęć	0·0333
miedź (od 0° do 100°)	0·093	alkohol (0°)	0·548
żelazo „	0·115	„ 20°	0·602
ołów „	0·031	nafta	0·49

Ciepło właściwe cieczy jest pospolicie większe aniżeli ciał stałych, z których one powstały (woda—lód), a zarazem w cieczach jest ono więcej aniżeli w ciałach stałych zależne od temperatury.

Pod względem wielkości ciepła właściwego woda zajmuje wyjątkowe stanowisko; z nielicznemi wyjątkami żadne ciało nie wymaga do ogrzania

się, przy równej masie, takiej ilości ciepła i żadne nie oddaje przy ostyganiu tyle ciepła, co woda. Woda jest wskutek tego obfitym zbiornikiem ciepła. Jeżeli zatem chodzi o utrzymanie przez dłuższy czas możliwie stałej temperatury, jak np. w termostatach używanych do porównywania termometrów i t. p., używa się najczęściej kąpieli wodnej. Jeżeli bowiem masa wody m utraci nawet pewną ilość ciepła Q, to odpowiedni spadek temperatury

$t_2 - t_1 = \frac{Q}{cm}$ będzie niewielki, gdyż c jest duże. Wpływ wysokiego ciepła właściwego wody zaznacza się w przyrodzie tem, że w okolicach nadmorskich wahania temperatury są znacznie mniejsze, aniżeli w lądowych. Ciepło właściwe ziem (skał i t. p.) jest istotnie około 5 razy mniejsze, aniżeli wody. Utrata pewnej ilości ciepła (np. przez nocne promieniowanie) sprawia tedy w klimacie lądowym kilkakroć większe wahanie się temperatury aniżeli w morskim.

Ciepło właściwe jest jedynie miarą ilości ciepła potrzebnej do ogrzewania ciał; nie ma nic wspólnego z szybkością czyli łatwością ich ogrzewania się, które zależą znowu od zdolności przewodzenia ciepła.

Różnice w wartości ciepła właściwego różnych ciał można okazać następującym sposobem (Tyndalla). Zagrzejmy w wrzącej wodzie kulki jednakowej wagi, jedną z miedzi drugą z ołowiu. Położone na woskowym krążku będą topiły wosk, ostygając obie od 100° do temperatury topnienia wosku. Okaże się, że miedziana zapadnie głęboko albo nawet przebije krążek, podczas gdy ołowiana zaledwie się weń pogłębi.

Ciepłem atomowem nazywamy iloczyn ciepła właściwego przez ciężar atomowy pierwiastka chemicznego. Wielkość ta oznacza ilość ciepła potrzebną do ogrzania cząsteczki atomowej (masa pierwiastka równająca się ciężarowi atomowemu) o jeden stopień. Ponieważ cząsteczki atomowe różnych pierwiastków zawierają jednakowe liczby atomów, można powiedzieć, że ciepło atomowe oznacza tę ilość ciepła, jaka jest potrzebna do ogrzania jednakowej we wszystkich pierwiastkach liczby atomów, zawartej w jednej cząsteczce atomowej.

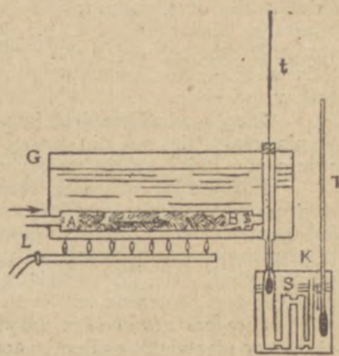
Dulong i Petit zauważyli, że ciepło atomowe różnych pierwiastków w stanie stałym jest jednakowe i równa się około 6 gramstopni. Np. glin posiada ciężar atomowy 27, $c=0{\cdot}214$, ciepło atomowe $27\times0{\cdot}214=5{\cdot}8$, magnez: ciężar atomowy 24, $c=0{\cdot}250$, ciepło atomowe 6·0, bizmut, ciepło atomowe 5.9 i t. d.

Istnieją jednak wyjątki od reguły Dulonga i Petita. W zwykłych temperaturach najwięcej odchylają się od niej węgiel, bor i krzem. Odchylenia zmniejszają się jednak w miarę jak temperatura rośnie. Np. ciepło atomowe węgla w zwykłej temperaturze równa się zaledwie 1·35, natomiast w temperaturze 1000° dochodzi do normalnej wartości 6. Naodwrót, magnez, glin i inne pierwiastki odstępują znacznie od reguły Dulonga i Petita w niskich temperaturach. W miarę bowiem jak temperatura spada, ciepło właściwe zmniejsza się szybko.

Ciepło atomowe (w stałej objętości) gazów jednoatomowych jest stałe i równa się 3 gramstopnie, co jest połową ciepła atomowego pierwiastków stałych (rtęć: ciepło atomowe 2·99, argon 2·998 i t. d.).

154. Ciepło właściwe gazów. Gazy, jakkolwiek mają pospolicie małą bardzo gęstość, wymagają do ogrzania jednostki masy również pewnej, a nawet znacznej ilości ciepła. Ponieważ jednak jednostka masy gazu zajmuje wielką objętość (np. kilogram wodoru około 11 metrów sześciennych), przeto do wykonania pomiaru ciepła właściwego gazów trzeba zastosować inną metodę, aniżeli do ciał stałych albo ciekłych. Prowadzi się mianowicie strumień gazu ogrzanego do wyższej, a zmierzonej temperatury, przez metalową, cienkościenną wężownicę, zanurzoną w kalory-

metrze, a tak długą, żeby gaz powolnie płynący wyrównał dokładnie swą temperaturę z temperaturą kalorymetru. Ze zbiornika metalowego, nabitego gazem zgęszczonym, prowadzimy przez odkręcenie kurka przy zbiorniku powolny strumień gazu przez rurę metalową *AB* (ryc. 160), zanurzoną w gorącej kąpieli *G*. Stąd gaz ogrzany przechodzi pionowo nadół, przez krótszą szklaną rurkę do drugiej, kilkakrotnie zagiętej rury metalowej *S*, zanurzonej w kalorymetrze wodnym *K*. Ażeby wyrównanie temperatury gazu z temperaturą kąpieli *G*, a podobnie z temperaturą kalorymetru, odbyło się szybko i dokładnie, rury *AB* i *S* są wypełnione wiórami metalowemi, które dostarczają wielkiej powierzchni zetnięcia i przewodzą dobrze ciepło. Zmierzywszy ilość ciepła *Q* oddanego przez gaz do kalorymetru, obliczymy ciepło właściwe jego według zwyczajnego wzoru $c = \frac{Q}{m\,(t_2 - t_1)}$, w czem t_2 oznacza temperaturę kąpieli, t_1 końcową temperaturę kalorymetru.



Ryc. 160.

Masę gazu wyznacza się przez zważenie zbiornika przed i po doświadczeniu.

Znaleziona w ten sposób wartość *c* nazywa się ciepłem właściwem gazu *„pod stałem ciśnieniem"*.

Istotnie bowiem gaz, ogrzewając się w rurze *AB*, tudzież ostygając napowrót w rurze *S*, zmienia w nich swobodnie swoją objętość, stosownie do zmian temperatury, podczas gdy jego ciśnienie pozostaje niemal stale równe ciśnieniu atmosferycznemu, które działa przez ujście rurki *S*. Można tym samym sposobem mierzyć ciepło właściwe gazu pod ciśnieniem większem od atmosferycznego, gdy się przewęzi ujście rurki *S* tak dalece, żeby ciśnienie w przewodzie *ABS* było stale zwiększone.

Tą drogą znaleziono następujące wartości ciepła właściwego pod stałem ciśnieniem:

Powietrze	$0{\cdot}2371 \frac{grst}{gr \times st.\ C.}$
Tlen	0·2175
Azot	0·2438
Wodór	3·4090
Bezwodnik węglowy	0·202.

Podane powyżej wartości odnoszą się nietylko do ciśnienia jednej atmosfery, lecz także do ciśnień większych lub mniej-

szych, byle stałych. Niezbyt znaczne zwiększenie lub zmniejszenie tego stałego ciśnienia nie wywiera bowiem żadnego niemal wpływu na ciepło potrzebne do ogrzania gazu, pod temże stałem ciśnieniem.

Wartości powyższe nie stosują się jednak do przypadku, gdy podczas ogrzewania gazy nie zmieniają swej objętości, gdy np. *zamknięte są w naczyniach o niepodatnych ścianach.* Trudno jest co prawda zmierzyć wprost ciepło potrzebne do ogrzania gazu w tych warunkach, gdyż masa zamkniętego gazu jest tylko drobnym ułamkiem masy samego naczynia. Obaczymy jednak, że wartość ciepła właściwego gazów ogrzewanych „*w stałej objętości*“ może być z łatwością wyznaczona drogą pośrednią. Jest ona zawsze *znacznie mniejszą* od ciepła właściwego pod stałem ciśnieniem.

ROZDZIAŁ III.

Topnienie i rozpuszczanie się ciał stałych.

155. **Topnienie.** Ciepło udzielone ciałom nie sprawia zawsze przyrostu temperatury, ciepło odjęte niezawsze je oziębia. Niekiedy, jako skutek udzielonego albo odjętego ciepła, mogą występować zmiany wewnętrznego ustroju, np. stanu skupienia ciał. Najpospolitszym tego przykładem są zjawiska topnienia. Większa część ciał stałych (rtęć i inne metale, lód, szkło) przy stopniowem ogrzewaniu, w pewnej temperaturze mniej lub więcej określonej, topnieją, t. j. zamieniają się w ciecze. Lód pod ciśnieniem 1 atmosfery dokładnie w temp. 0^0, — to znaczy, że w temperaturach choćby odrobinę niższych od 0^0 jest on ciałem stałem, w każdej zaś temperaturze przewyższającej 0^0 — jest cieczą. Z tej własności skorzystano przecież, żeby określić temperaturę 0^0. Niewszystkie jednak ciała stałe mają temperaturę topnienia tak ściśle określoną.

Jak się zdaje, własność nagłego przechodzenia w stan ciekły przysługuje tylko dobrze określonym, jednorodnym związkom chemicznym, które w stanie stałym występują w postaci krystalicznej. Inne ciała stałe, np. szkło, smoła, asfalt i t. p. można raczej uważać za ciecze stężałe, które przez ogrzewanie stopniowo przechodzą w stan cieczy ruchliwych.

Naodwrót, odejmowanie ciepła, t. j. otoczenie cieczy ciałami zimnemi, sprawia przemianę odwrotną, krzepnięcie cieczy w ciało stałe, przemianę, która odbywa się wogóle w tej samej temperaturze, jak topnienie. Jeżeli np. mieć będziemy mieszaninę wody i lodu w temperaturze 0^0, wówczas w mieszaninie takiej może przybywać albo lodu albo wody, zależnie od tego, czy będziemy jej udzielali, czy odejmowali ciepła. Jeżeli takiej wymiany ciepła z otoczeniem nie będzie wcale, wtedy nie będzie się zmieniać ani masa lodu ani wody; powiadamy w tym razie, że lód i woda znajdują się wobec siebie *w równowadze*.

Krzepnięcie nie bywa jednak zawsze dokładnem pod każdym względem odwróceniem topnienia. O ile lód w temperaturze choćby tylko o $\frac{1}{1000}$ stopnia wyższej od zera nie może istnieć

w stanie stałym, to znowuż wodę można przez ostrożne i powolne chłodzenie oziębić nawet o kilkanaście stopni niżej zera, bez utraty ciekłości. Jej równowaga jednak w tych warunkach ostać się może tylko dopóty, dopóki nie wprowadzimy jej w zetknięcie z najmniejszą choćby okruszynką lodu. Wtedy cała masa przechłodzona przechodzi bardzo szybko w stan stały. Dzieje się to w ten sposób, że około wprowadzonego kawałeczka lodu, t. zw. *zarodka*, narastają żywo krystaliczne igiełki lodowe. Jednocześnie cała masa ogrzewa się samodzielnie do temperatury 0°.

Podobne do powyższego objawy spotykać będziemy w rozmaitych działach fizyki molekularnej. Wspólną ich cechą jest ta, że przejście w nowy stan równowagi wymaga współdziałania zarodków, wskazujących miejsca, gdzie odpowiednia przemiana ma się rozpocząć. Objawy tego rodzaju noszą osobną nazwę *zjawisk przekroczenia*.

Temperatury topnienia różnych ciał stałych spotykamy na całym obszarze skali temperatur. Rtęć np. topi się w temperaturze —38·85°, z tego powodu nie spotykamy jej pospolicie inaczej jak w stanie ciekłym. Platynę natomiast znamy zazwyczaj jako ciało stałe, gdyż topi się ona dopiero w bardzo wysokiej temperaturze (1775°).

Do stopienia ciała stałego konieczne jest źródło, dostarczające ciepła, w temperaturze choćby odrobinę wyższej od temperatury topnienia danego ciała. Tak np. do stopienia platyny nie wystarczy ani rozżarzony piec ani nawet płomień płonącego gazu. Topi się ona jednak w płomieniu t. zw. dmuchawki tlenowej (płonący gaz świetny albo wodór, zasilany czystym tlenem; temperatura takiego płomienia wynosi przeszło 2000°), albo w łuku elektrycznym (temperatura przeszło 3000°). Do stopienia skrzepłej rtęci albo azotu wystarczy jednak temperatura otoczenia.

156. Ciepło utajone topnienia. Do stopienia ciała stałego nie wystarczy samo ogrzanie go do właściwej mu temperatury topnienia; wszakże lód, umieszczony np. w lodowni, gdzie temperatura wynosi właśnie 0°, nie będzie się topił. Potrzeba otoczyć go ciałami bodaj cokolwiek cieplejszemi od 0°, to znaczy po ogrzaniu do 0° potrzeba dostarczyć mu ciepła. Wtedy lód topić się będzie szybko lub powoli, zależnie od tego, czy dopływ ciepła będzie obfity lub skąpy, t. j. czy źródło ciepła będzie bardzo gorące, czy też mało co od lodu cieplejsze. Dowiemy się bowiem później, że obfitość prądu ciepła wzrasta z różnicą temperatur.

Topiąc się jednak, czyto szybko, czy wolno, lód zachowuje niezmiennie temperaturę 0°, a tworząca się woda ma również tę samą temperaturę. Cała ilość pobranego ciepła zostaje tedy zużyta nie na ogrzanie, lecz *na przemianę ciała stałego na ciecz tej samej temperatury*. Termometr ciepła tego nie wykazuje, dla tego też nazwano je *ciepłem utajonem*.

Ciepło to jednak nie ginie. Energja, którą ono przedstawia, pozostaje zachowana w cieczy i z tej cieczy może być z powro-

tem w postaci ciepła odzyskana. Istotnie, jeżeli ciecz otoczymy ciałami zimniejszemi od jej temperatury krzepnięcia, wtenczas (w normalnych warunkach) ona ostygać będzie tylko do chwili, gdy pierwsze ślady krzepnięcia się pojawią; podczas postępującego krzepnięcia jednak (o ile postaramy się o szybkie wyrównywanie temperatury przez mieszanie) temperatura utrzymywać się będzie na stałej wysokości. Dzieje się to pomimo nieustannego odpływu ciepła, co dowodzi, że ciecz krzepnąca rzeczywiście wydaje z siebie ciepło, jest źródłem ciepła.

Zważywszy, że ciepło zużyte na stopienie ciała jest proporcjonalne do jego masy, określamy ciepło utajone zazwyczaj w odniesieniu do jednostki masy. *Przez ciepło utajone topnienia rozumieć będziemy zatem ilość ciepła potrzebną do przemiany jednego grama ciała stałego w temperaturze topnienia na jeden gram cieczy tej samej temperatury.*

Wartość ciepła utajonego jest w rozmaitych ciałach bardzo różna. Dla lodu wynosi ona 80 gramstopni na gram, dla ołowiu tylko 5·6. Ciała, mające małe ciepło utajone, odznaczają się tem, że przejście ich w stan ciekły odbywa się bardzo szybko, nagle, albowiem drobny już dopływ ciepła dostarcza dostatecznej do stopienia jego ilości. Woda (lód) zajmuje znowu stanowisko wyjątkowe, mając niezwykle wysoką wartość ciepła utajonego. Ważnem tego następstwem jest powolne stosunkowo topnienie lodów i śniegu za nastaniem pory letniej.

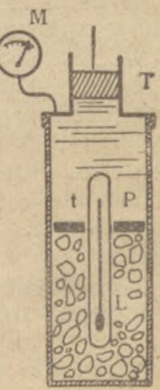
Ciepło utajone topnienia można wyznaczyć kalorymetrem wodnym, jeśli znane będzie ciepło właściwe ciała w stanie stałym. Wlejmy np. do kalorymetru m *gr* ołowiu stopionego, mającego temperaturę topnienia (328°). Krzepnąc w wodzie, oswobadza on naprzód mr gramst. ciepła, w czem r oznacza nieznane ciepło utajone topnienia jednostki masy. Następnie, ostygając już jako ciało stałe, oddaje jeszcze $m(328-t)0{\cdot}031$ jednostek ciepła, gdzie t oznacza końcową temperaturą kalorymetru, a 0·031 jest ciepłem właściwem stałego ołowiu. Kalorymetr mierzy, znanym sposobem, sumę $mr+m(328-t)0{\cdot}031$. Stąd łatwo znaleźć niewiadomą r.

157. Zmiany objętości i wpływ ciśnienia. Kra lodowa pływa na wodzie. Lód jest tedy rzadszy od wody, t. j. woda, krzepnąc, zwiększa swą objętość; 1 cm^3 wody daje 1·09 cm^3 lodu (ust. 152). Gdybyśmy lód utworzony zamierzyli sprowadzić przemocą do objętości, jaką zajmował w stanie ciekłym, należałoby w tym celu użyć olbrzymiego ciśnienia wielu tysięcy atmosfer. Jeżeli zatem woda zamarza w naczyniu zamkniętem, wywierać ona będzie takież właśnie ciśnienie na jego ściany. Najmocniejsze żelazne naczynia pękają w tych warunkach. Woda marznąca w szczelinach skał rozsadza je i t. p.

Wobec tak wydatnej zmiany objętości można postawić pytanie, czy ciśnienie zewnętrzne, wywarte na zamarzającą wodę

albo na topniejący lód, nie wywiera wpływu na przebieg, a w pierwszym rzędzie na temperaturę zamarzania lub topnienia. Istotnie już około r. 1850 J. Thomson, stosując ogólne zasady termodynamiki (patrz rodz. VI), doszedł do wniosku, że wpływ taki istnieć powinien: *każde ciało, które podobnie jak lód, topniejąc, zmniejsza swą objętość, topi się pod ciśnieniem zwiększonem w temperaturze niższej, aniżeli pod ciśnieniem atmosferycznem; ciała zaś (parafina, żelazo lane i t. p.), które zwiększają objętość, gdy topnieją, topią się pod ciśnieniem w temperaturze podwyższonej.*

Wniosek ten teoretyczny sprawdził W. Thomson następującym przyrządem. Zapomocą tłoka *T* (ryc. 161) wywieramy silne ciśnienie (manometr *M*) na wodę, w której u spodu naczynia, przytrzymywane krążkiem ołowianym *P*, pływają kawałki lodu *L*. Czuły termometr *t*, zamknięty w szklanej rurze, dla ochrony od ciśnienia, wskazuje temperaturę, w której lód i woda pozostają w równowadze. Po wywarciu ciśnienia termometr spada odrobinę poniżej zera i trwa nadal w tej temperaturze obniżonej, dopóki trwa zwiększone ciśnienie. Zniżenie to bardzo przybliżenie do wysokości ciśnienia proporcjonalne, wynosi około 0·007° na atmosferę.



Ryc. 161.

Lód, mający w tem doświadczeniu pierwotnie temperaturę 0°, zamienia się wskutek ciśnienia jak gdyby na inne ciało, mające niższą temperaturę topnienia. Musi przeto topić się, gdyż miał pierwotnie temperaturę wyższą 0°. Potrzebne do tego ciepło bierze on z samego siebie i z otaczającej wody; stąd obniżenie temperatury. Widać zatem, że lód można topić bez pomocy zewnętrznego ciepła, sposobem czysto mechanicznym, przez wywarcie ciśnienia.

Opisany wpływ ciśnienia tłumaczy zjawisko t. zw. *przymarzania (regelacji)* lodu. Drobne kawałki lodu, mającego 0°, przez silnie ściśnięcie (nawet w ręku) spajają się w jednolitę bryłę (np. śnieżki). Tłumaczą tem pozorną plastyczność, jaką okazują lodowce, spływające po stokach gór. Opasawszy bryłę lodu drutem obciążonym, dostrzeżemy, że drut przenika zwolna przez bryłę, ale w tej chwili po jego przejściu lód spaja się napowrót. Pod zewnętrznem ciśnieniem, wywartem przez drut, lód topi się, woda zimniejsza od 0°, uwolniona od ciśnienia, zamarza napowrót, spajając rozciętą bryłę.

158. Roztwory. Obok opisanych wyżej dwu sposobów topienia (przez ciepło i przez ciśnienie) można ciała stałe zamienić na ciecze trzecim jeszcze sposobem, który możnaby nazwać chemicznym, przez oddziaływanie innych ciał. Tak np. kawałek metalicznego sodu, wprowadzony w ścisłe zetknięcie z metalicznym potasem (np. przez roztarcie), zamienia się, razem z po-

tasem, w ciecz. Podobnie zachowują się z sobą mentol i kamfora, cukier i woda, cynk i rtęć, lód i sól i t. d.

Zjawiska podobne okazują, że np. lód, pozostający w równowadze w temperaturze 0°, o ile nie ma dopływu ciepła, zostaje z tej równowagi wytrącony, topi się gdy zetknie się z solą, chociaż sól ta, mając również temperaturę 0°, nie może udzielić mu ciepła.

Przemiana ciała stałego na ciecz, pod wpływem ciała ciekłego, nazywa się wogóle *rozpuszczaniem się*, ciecz owa *rozpuszczalnikiem*, a utworzona z obydwu tamtych mieszanina *roztworem*.

Rozpuszczanie się różni się jednak tem od topnienia pod wpływem ciepła, że nie jest przywiązane do jednej temperatury. Sól rozpuszcza się przecież zarówno w zimnej, jak gorącej wodzie. Nadto rozpuszczanie się jest pospolicie zjawiskiem ograniczonem, w tem znaczeniu, że dana masa rozpuszczalnika może rozpuścić w sobie pewną tylko ograniczoną masę ciała stałego, w wyższych temperaturach zazwyczaj więcej, niż w niskich. Roztwór zawierający największą, w danej temperaturze możliwą masę ciała stałego w rozpuszczeniu, nazywa się *roztworem nasyconym*. Tak np. w 100 *gr* wody rozpuszcza się w temperaturze 0° co najwyżej 35·5 *gr* soli kuchennej; nadmiar dosypany pozostaje niezmieniony. W 100° taż sama masa wody potrzebuje do nasycenia 39·6 *gr* soli.

Zjawiskiem odwrotnem względem rozpuszczania się jest wydzielanie się ciała rozpuszczonego z roztworu, znowu w postaci stałej. Można je wywołać bądźto przez odjęcie wody, przez odparowanie jej, bądź też przez oziębienie roztworu nasyconego na gorąco (o ile chodzi o ciała mające rozpuszczalność wzrastającą z temperaturą). Wydzielające się ciało stałe miewa zazwyczaj *postać krystaliczną*. I tu możliwe są zjawiska *przekroczenia* (ust. 155). Roztwór nasycony w pewnej temperaturze, ochładzany ostrożnie, może stać się *przesyconym*, t. j. nie wydzieli nadmiaru rozpuszczonego ciała. Wystarczy jednak wrzucić weń jako zarodek najdrobniejszy bodaj kryształek danej substancji, ażeby sprowadzić nagłe wydzielenie nadmiaru ciała rozpuszczonego. Ciecz zazwyczaj przytem się rozgrzewa.

159. Ciepło utajone rozpuszczalności. Rozpuszczanie się ciała stałego jest i w tem podobne do topnienia, że połączone jest zazwyczaj z pochłanianiem ciepła. Jeżeli np. rozpuścimy sól kuchenną w takiej iości wody, żeby się utworzył roztwór nasycony, temperatura spadnie w ciągu rozpuszczania się o $2\frac{1}{2}$ stopnia. Azotan amonowy, rozpuszczony w wodzie w stosunku 60 azotanu na 100 wody, obniża temperaturę prawie o 30° t. p. W tych przypadkach ciepło potrzebne do rozpuszczenia bywa zaczerpnięte z własnej substancji rozpuszczającego się

ciała i rozpuszczalnika, co jest możliwe, gdyż w przeciwstawieniu do topnienia, rozpuszczanie nie jest przywiązane do jednej określonej temperatury, lecz może trwać dalej, w temperaturze obniżonej.

Ciepło utajone rozpuszczania się jest to ilość ciepła, którą pochłania jednostka masy (1 *gr*) ciała, rozpuszczając się w stałej temperaturze w pewnej ilości rozpuszczalnika. Ciepło to zależy od temperatury, w której się ciało rozpuszcza, od rodzaju rozpuszczalnika, tudzież od ilości rozpuszczalnika. Pospolicie jest ono tem większe, im bardziej rozcieńczony roztwór powstaje. To pochodzi stąd, że rozcieńczanie roztworu stężonego pochłania również ciepło, podobnie jak rozpuszczanie się ciała stałego.

Są też ciała, które rozpuszczając się wywiązują ciepło, np. cynk w kwasie siarkowym. W tych przypadkach przypuszcza się, że obok zjawiska fizycznego, zmiany stanu skupienia, zachodzą zmiany chemiczne, połączone z wywiązywaniem się ciepła. Istotnie, odparowując powyższy roztwór, nie odzyskamy cynku, lecz kryształy siarczanu cynkowego.

160. **Skład roztworów** można określić rozmaicie.

1) *Skład stosunkowy* jest to stosunek masy ciała rozpuszczonego do masy rozpuszczalnika. Np. nasycony roztwór soli kuchennej w temperaturze 20^0 ma skład 36 : 100. Wyraziwszy całą masę roztworu liczbą 100, otrzymamy *skład procentowy*: $36 \times \frac{100}{136} = 26{\cdot}5\%$ soli i $100 \times \frac{100}{136} = 73{\cdot}5\%$ wody.

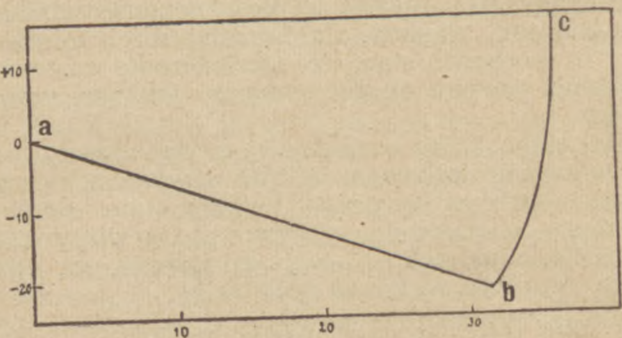
2) *Skład cząsteczkowy*. Niechaj m i m' będą masy ciała rozpuszczonego i rozpuszczalnika, μ i μ' ich ciężary cząsteczkowe. Ilorazy $\frac{m}{\mu} = n$ i $\frac{m'}{\mu'} = n'$ są proporcjonalne do liczb cząsteczek tych ciał; przeto stosunek $n : n'$ wskazuje skład cząsteczkowy roztworu, t. j. n' cząsteczek rozpuszczalnika zmieszane są z n cząsteczkami ciała rozpuszczonego.

3) *Stężenie* (koncentracja) roztworu jest to stosunek masy ciała rozpuszczonego do objętości roztworu. Jest to wielkość podobna do gęstości ciał jednorodnych. Jednostką stężenia jest $\frac{gr}{cm^3}$. Znając skład roztworu nie możemy jeszcze obliczyć stężenia, chociażbyśmy znali gęstość obu składników, gdyż podczas roztwarzania zachodzi pospolicie małe zmniejszenie objętości, zgęszczenie, zależne od rodzaju ciał.

4) *Stężenie cząsteczkowe* jest to wielkość proporcjonalna do liczby cząsteczek rozpuszczonych w jednostce objętości roztworu. Wyraża się zwyczajnie przez ilość cząsteczek gramowych w litrze. Tak np. roztwór soli kuchennej (ciężar cząsteczkowy $23{\cdot}05 + 35{\cdot}45 = 58{\cdot}5$), o stężeniu cząsteczkowem 5-ciu cząsteczek gramowych w litrze zawiera $5 \times 58{\cdot}5$, t. j. $292{\cdot}5$ *gr* soli w litrze.

161. **Zamarzanie roztworów. Punkt eutektyczny.** Oziębianie roztworu nasyconego wywołuje, jak wiemy, wydzielanie się ciała rozpuszczonego. Oziębianie natomiast roztworu bardzo rozcieńczonego powoduje wydzielanie się czystego rozpuszczalnika. Tak np. woda morska, zamarzając, daje lód czysty. Zamarzanie to różni się jednak tem od zamarznięcia rozpuszczal-

nika czystego, że 1) rozpoczyna się nie w temperaturze 0°, lecz zawsze w temperaturze niższej od 0°, względnie od temperatury krzepnięcia rozpuszczalnika czystego; 2) że krzepnięcie nie odbywa się w temperaturze stałej, lecz temperatura ta spada w miarę zagęszczania się roztworu wskutek wydzielania się lodu. Pochodzi to stąd, że obniżenie temperatury krzepnięcia jest tem większe, im bardziej roztwór jest stężony.



Ryc. 162.

Weźmy np. wodę morską, która zaczyna krzepnąć, to znaczy wydzielać lód, w temperaturze —2·2°. Gdybyśmy po wydzieleniu się w tej temperaturze pierwszych śladów lodu przestali oziębiać i utrzymywali roztwór stale w tej temperaturze, wówczas nastąpiłaby równowaga, t. j. ani lód utworzony by nie topniał, aniby go nie przybywało. Tę temperaturę równowagi nazywamy temperaturą krzepnięcia roztworu.

Zależność temperatury krzepnięcia roztworu od zawartości ciała rozpuszczonego można przedstawić graficznie zapomocą linji krzywej *a b*, której odciętemi są masy ciała rozpuszczonego, np. w 100 *gr* rozpuszczalnika, rzędnemi zaś temperatury krzepnięcia (ryc. 162 odnosi się do wody i soli kuchennej).

Linja ta spada zawsze w stronę stężeń rosnących. Na tym samym rysunku przedstawiona jest *krzywa rozpuszczalności b c*, przedstawiająca znowu zależność składu roztworów nasyconych od temperatury. Odcięta np. jej punktu *c* wyraża ilość soli potrzebnej do nasycenia 100 *gr* wody w temperaturze, którą przedstawia rzędna punktu *c* (15°). Linja ta spada z reguły, jak wiemy, w stronę stężeń malejących, spotyka się zatem z krzywą zamarzania *a b* w pewnym punkcie *b*. Roztwór posiadający stężenie, odpowiadające odciętej tego punktu, należy przeto jednocześnie do roztworów wydzielających przy ziębieniu lód i do roztworów wydzielających sól. Istotnie też roztwór tego stężenia,

zwany roztworem *eutektycznym*, oziębiony do temperatury przedstawionej rzędną punktu *b*, zacznie wydzielać jednocześnie lód i sól, mieszaninę zwaną *kriohydratem*. Zamarzając, roztwór taki nie zmienia swego stężenia, posiada też stałą temperaturę krzepnięcia, na podobieństwo ciał jednolitych.

Temperatura krzepnięcia roztworu eutektycznego jest najniższą temperaturą, w jakiej roztwory danego ciała w wodzie mogą istnieć w stanie ciekłym. Dla roztworów wodnych soli kuchennej wynosi ona około —22°.

162. Mieszaniny mrożące. Pochłanianie ciepła, towarzyszące przemianie ciał stałych na ciecze, czy to przez stopienie, czy przez rozpuszczanie, bywa często używane do otrzymywania niskich temperatur, do oziębiania albo zamrażania ciał. Jeżeli np. zmieszamy lód z solą i sprawimy przez to topnienie lodu bez dopływu ciepła z zewnątrz, wtedy temperatura mieszaniny obniży się przez pochłanianie ciepła. Najniższa temperatura, jaką można otrzymać zapomocą podobnej mieszaniny, nie może być niższa od temperatury krzepnięcia roztworu eutektycznego, czyli w przypadku soli i lodu od temperatury —22°. Czy to minimum będzie osiągnięte, czy nie, to zależy zresztą od ilości ciepła pochłoniętego, od ciepła właściwego roztworu, od ilości składników tworzących mieszaninę i od temperatury początkowej.

Do najskuteczniejszych mieszanin mrożących należy mieszanina krystalicznego chlorku wapniowego ze śniegiem lub lodem tłuczonym; można za jej pomocą otrzymać temperaturę aż do — 55°.

ROZDZIAŁ IV.

Parowanie.

163. **Parowanie i wrzenie.** Zamiana cieczy na gaz czyli parę odbywa się również za sprawą ciepła. Ciepło to może pochodzić albo z zewnątrz, z jakiego źródła ciepła, albo też z wnętrza samej cieczy parującej; wtedy się ona oziębia, zużywając własne ciepło.

Parowanie cieczy na otwartem powietrzu odbywa się w każdej temperaturze i pod każdem ciśnieniem (otaczającej atmosfery). Jednakowoż szybkość parowania zależy od temperatury i ciśnienia: zwiększa się mianowicie wraz z wzrostem temperatury lub ze zmniejszeniem ciśnienia.

Zrazu ciecz paruje tylko na swej powierzchni swobodnej, gdzie styka się z powietrzem. Na takiem parowaniu polega np. wysychanie wody w jeziorach, w naczyniach otwartych i t. p. Wszelako jeżeli ogrzejemy ciecz do pewnej temperatury dostatecznie wysokiej, zależnej od ciśnienia atmosfery, albo też, jeżeli zniżymy ciśnienie otaczającej atmosfery do pewnego minimum, zależnego od temperatury, przebieg parowania zmieni się nagle: ciecz parować będzie nietylko na powierzchni, ale i wewnątrz; w wielu miejscach na ścianach naczynia albo na powierzchni ciał stałych, znajdujących się w cieczy, pojawiają się bańki pary, zrazu drobne, lecz szybko wzrastające przez parowanie na swej powierzchni; wzbijając się w górę, wprowadzają one całą masę cieczy w ruch burzliwy, któremu towarzyszy charakterystyczny odgłos. Zjawisko to nazywamy *wrzeniem.*

164. **Prawa wrzenia.** Wrzenie cieczy jest zjawiskiem zupełnie analogicznem do topnienia ciał stałych. Odbywa się ono w pewnej, zupełnie określonej temperaturze, której wysokość zależy od rodzaju cieczy i od wysokości zewnętrznego ciśnienia. Temperaturę tę nazywamy *temperaturą albo punktem wrzenia.* Nie zależy ona wcale od tego, czy źródło ciepła jest mniej lub więcej gorące; w każdym jednak razie temperatura źródła

musi być cokolwiek przynajmniej wyższą od temperatury wrzenia.

Jeżeli np. wodę pod zwykłem ciśnieniem postawimy na ognisku, temperatura jej będzie wzrastać, dopóki nie osięgnie wysokości 100°. Podczas tego ogrzewania paruje ona tylko na powierzchni; z wnętrza unoszą się równocześnie bańki *powietrza*, które zwykle jest rozpuszczone w wodzie w znacznej ilości. Gdy temperatura dojdzie do 100°, zaczyna się wrzenie, podczas którego temperatura się nie podnosi, lecz utrzymuje się ciągle na wysokości 100°. Dowodzi to, że zamiana wody na parę wymaga stałego dopływu ciepła, które nazywamy *ciepłem utajonem parowania*. Przekonamy się później, że każdy gram stustopniowej wody, zamieniając się w parę o tej samej temperaturze, pochłania 537 gramstopni ciepła. Jeżeli zatem dopływ ciepła ustaje (jeżeli np. zdejmiemy wodę z ogniska), wówczas wrzenie także ustaje, w tej samej chwili.

Para wodna jest gazem przeźroczystym, a zatem, podobnie jak np. powietrze, zupełnie niewidzialnym. Mgła, którą widzimy, na pewnej wysokości ponad wrzącą wodą, nie jest już parą, lecz zbiorowiskiem kropelek wody powstałej z pary, wskutek jej skroplenia się w niższej temperaturze.

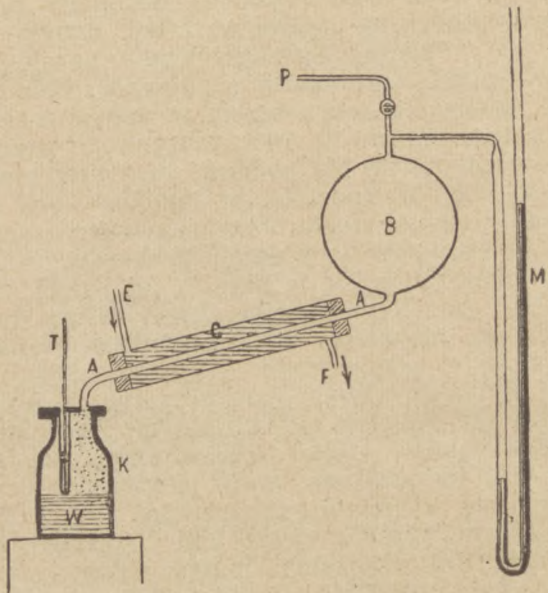
Temperatura wrzenia cieczy pod ciśnieniem jednej atmosfery (760 *mm* rtęci, w poziomie morza) nazywa się *temperaturą normalną wrzenia*. Zależność jej od rodzaju cieczy okazuje następująca tablica:

Wodór	—243·5°	alkohol	+ 78·3
powietrze	—191	woda	+100·0
amonjak	— 33·5	anilina	+183·7
eter	+ 34·5	rtęć	+357·3.

165. Wpływ ciśnienia. Wartości te odnoszą się tylko do ciśnienia normalnego. Że temperatura wrzenia cieczy zależy od wysokości ciśnienia zewnętrznego, widać już stąd, że woda wrze w różnych temperaturach, zależnie od stanu barometru; punkt wrzenia wody jest inny u podnóża góry, aniżeli na jej szczycie i t. p. Do badania na większą skalę zmian temperatury wrzenia różnych cieczy wraz ze zmianą ciśnienia, można się posługiwać przyrządem Régnaulta, przedstawionym na ryc. 163.

K jest kociołek, zamknięty szczelnie przykrywą z dwoma otworami; przez jeden z nich wprowadzony jest termometr *T* osłoniony żelazną rurą, zamkniętą u spodu i zawierającą nieco rtęci, celem lepszego wyrównania temperatur. Przez drugi otwór uchodzi para rurą *AA*, wiodącą do obszernej bani *B*, połączonej z manometrem *M* i z pompą pneumatyczną *P*, zgęszczającą albo rozrzedzającą powietrze we wnętrzu przyrządu. W ten sposób wrzenie można dowolnie zmieniać. Para uchodząca z kociołka do rury *AA* skrapla się tu i ścieka napowrót do kociołka, gdyż rura jest otoczoną rękawem *C*, przez który przepuszcza się ciągły strumień zimnej wody od *E* do *F*. Dzięki

temu można utrzymać ciecz we wrzeniu pod stałem ciśnieniem przez czas dowolnie długi; pomiar polega na odczytaniu termometru *T* i manometru *M*.



Ryc. 163.

W następującej tablicy podane są temperatury (*t*) wrzenia wody pod różnemi ciśnieniami (*p*):

p	*t*
4·6 *mm*	0°
17·4 „	20
31·5 „	30
92·0 „	50
760=1 atm.	100
2 atm.	120·6
5 „	152·2
10 „	180·3
14 „	195·5 i t. d.

Woda, ogrzana np. do 50°, pod ciśnieniem zwyczajnem, nie będzie wrzała. Widać jednak z tablicy, że zawrze, jeżeli ciśnienie zniżymy sztucznie do 92 *mm*. Podobnież eter wrze z łatwością już w zwyczajnej temperaturze, gdy go umieścimy pod dzwonem pompy pneumatycznej i rozrzedzimy powietrze.

Można niekiedy ogrzać ciecz do temperatury wyższej, aniżeli temperatura wrzenia, odpowiadająca ciśnieniu na ciecz działającemu, a mimo to wrzenie nie nastąpi.

To zjawisko *opóźnionego wrzenia* albo *przegrzania* cieczy tłumaczy się jak następuje. Pierwsze malutkie bańki pary, pojawiające się z chwilą rozpoczynającego się wrzenia, mają wielki opór do zwalczenia. W miejscu, gdzie taka bańka się tworzy, cząstki cieczy muszą być oderwane od siebie i od naczynia, wbrew spójności, która je łączy. Wrzenie odbywać się będzie prawidłowo i spokojnie, jeżeli takie banieczki, jako zarodki, znajdują się już gotowe w cieczy. Zarodków tych dostarcza zwykle powietrze rozpuszczone w cieczy. Jeżeli ich niema, wtedy para nie tworzy się, a ciecz można ogrzać znacznie wyżej temperatury wrzenia. Takiemu przegrzaniu ulegają łatwo ciecze, z których wypędzono powietrze przez uprzednie dłuższe gotowanie. Wkońcu zaczynają one wrzeć w sposób wybuchowy: w miejscu słabszego oporu wywiązuje się nagle znaczna ilość pary i wyrzuca ciecz do góry. Można temu zapobiec przez wrzucenie na dno naczynia kawałka metalowego drutu, opiłek lub t. p. ciał, mających zazwyczaj atmosferę zgęszczonego powietrza na swej powierzchni.

Innego rodzaju pozorne opóźnienie wrzenia okazują ciecze, będące w zetknięciu z ciałami rozpalonemi do wysokiej temperatury. Krople wody rzucone na rozżarzoną blachę zachowują przez dłuższy czas stan ciekły i kształt zbliżony do kulistego *(stan sferoidalny)*, biegając niespokojnie po gorącej powierzchni; temperatura ich nie dosięga przytem nawet 100°. Zjawisko to tłumaczy się obfitem parowaniem na powierzchni; ciecz oddzielona od ciała rozżarzonego warstewką ciągle się odnawiającej pary, otrzymuje w swej masie stosunkowo mało ciepła. W chwili gdy blacha ostygnie cokolwiek, a kropla dotknie się jej bezpośrednio, nastepuje odrazu wrzenie.

166. Ciepło parowania. Ciecz wrząca albo parująca pochłania ciepło, dostarczone jej przez ognisko, albo wzięte z wnętrza cieczy. Naodwrót, przemiana pary na ciecz, t. j. skroplenie pary, bez zmiany temperatury, jest połączona z oswabadzaniem się ciepła utajonego w parze. Inaczej mówiąc, para skraplać się będzie o tyle, o ile postaramy się o odebranie jej ciepła utajonego, przez zetknięcie z ciałami od niej zimniejszemi, które wzamian ogrzewają się kosztem ciepła odebranego parze. Skraplająca się para jest zatem źródłem ciepła, częstokroć nawet źródłem bardzo wydatnem; dlatego używamy jej do ogrzewania mieszkań, wagonów, zapomocą tak zwanych kaloryferów i t. p



Ryc. 164.

Bardzo łatwo jest zmierzyć ciepło oddawane przez skraplającą się parę, a zatem i równe mu ciepło utajone parowania cieczy. Wyobraźmy sobie w tym celu przyrząd szklany przedstawiony na ryc. 164. *Z* jest zbiornikiem wody lub innej cieczy, którą wprowadzamy w stan wrzenia przy pomocy pierścieniowatego palnika gazowego *P*. Para uchodząca z cieczy dostaje się przez wewnętrzną szklaną rurkę odpływową

a do wężownicy *b*, zakończonej zbiornikiem *R*, zanurzonej w kalorymetrze *K*. Dolną część tego przyrządu można odłączyć od górnej i zważyć dokładnie na wadze. Para uchodząca z cieczy oddaje naprzód kalorymetrowi ciepło utajone parowania, zamieniając się na ciecz, równie jak para gorącą; następnie ciecz ta ostyga, dopóki jej temperatura nie wyrówna się z temperaturą kalorymetru. Dajmy na to, że w przeciągu doświadczenia skropliło się *m gr* pary (masę tę oznaczamy przez ważenie dolnej części przyrządu przed i po doświadczeniu); wskutek tego kalorymetr wykaże zysk Q gramstopni ciepła. Oznaczywszy przez Θ temperaturę wrzenia, przez t temperaturę końcową kalorymetru, przez c ciepło właściwe cieczy skroplonej, nakoniec przez L wartość ciepła parowania jednostki masy cieczy, otrzymamy równanie:

$$Q = mL + mc\,(\Theta - t),$$

z którego oblicza się niewiadomą L.

Tą drogą znaleziono następujące wartości ciepła utajonego parowania różnych cieczy w normalnej temperaturze wrzenia:

rtęć	$L = 62\ \frac{grst}{gr}$
tlen	80
eter	90
alkohol	201
woda	537.

Wartość L nie jest bynajmniej stała, lecz zależy od tego, w jakiej temperaturze parowanie albo wrzenie się odbywa. Im wyższa ta temperatura, tem mniejsza jest wartość ciepła parowania. Istnieje temperatura, w której ciepło parowania wynosi zero. Jest to najwyższa temperatura, w której dana substancja może się znajdować w stanie ciekłym; nosi ona nazwę temperatury krytycznej.

Zużycie ciepła podczas parowania jest powodem, że ciecz parująca bez dopływu ciepła z zewnątrz oziębia się, czyli pochłania ciepło z samej siebie. Obniżenie temperatury wskutek parowania można zauważyć w różnych przypadkach. Np. termometr zwilżony wskazuje zawsze temperaturę niższą, aniżeli suchy; doznajemy chłodu, gdy ciało jest mokre i t. p.

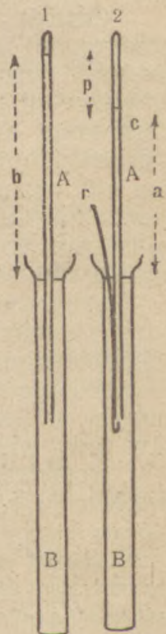
Jak dalece temperatura się obniża wskutek parowania, zależy to w pierwszym rzędzie od szybkości parowania, t. j. od ilości pary tworzącej się w jednostce czasu. Przez umyślne przyspieszanie parowania można otrzymać temperatury bardzo niskie; tak np. przepędzając strumień powietrza przez eter, otrzymuje się oziębienie kilkunastu stopni niżej zera. Parowanie można również przyśpieszyć przez zmniejszenie ciśnienia zapomocą pompy. Wodę parującą można zamrozić pod dzwonem pompy, jeżeli szybko usuwać tworzącą się parę, np. przez pochłonięcie zgęszczonym kwasem siarkowym. Na tej zasadzie polegają używane dawniej w przemyśle przyrządy Carre'go do fabrykacji lodu; inny sposób tegoż wynalazcy opiera się na pochłonięciu ciepła przez wyparowanie skroplonego amonjaku.

167. Własności pary nasyconej. Celem dokładnego wyjaśnienia zjawisk parowania i wrzenia należy przedewszystkiem po-

znać własności par czystych, nie zmieszanych z powietrzem. Opiszemy w tym celu przebieg parowania cieczy w naczyniu zamkniętem i próżnem, w które wprowadzono odrobinę cieczy.

Nadaje się do tego najlepiej próżnia Torricelli'ego w barometrze, gdyż słup rtęci wykazywać będzie odrazu ciśnienie pary.

Ryc. 165, 1 wyobraża długą rurę Torricelli'ego, ustawioną w wysokim zbiorniku *B*, napełnionym rtęcią. Różnica poziomów rtęci w rurze i zbiorniku jest, jak wiemy, miarą ciśnienia barometrycznego *b*; pustą część rury Torricelli'ego nad rtęcią można w tem urządzeniu zwiększać lub zmniejszać przez wysuwanie do góry albo zanurzanie rury *A*.



Ryc. 165.

Wprowadźmy do tej rury nad rtęcią warstewkę *c* np. wody albo eteru, zapomocą cienkiej zakrzywionej rurki *r*. W tej chwili wywiąże się pewna ilość pary, której prężność obniży słup rtęci (ryc. 165, 2) o wysokość $p = b - a$, która jest miarą prężności pary. W ogólności tylko część cieczy ulegnie przemianie na parę — część tem większa, im większą była pusta przestrzeń nad rtęcią. Dopóki temperatura i pojemność, tudzież ciśnienie zewnętrzne nie zmienią się, dopóty *ciecz i para będą zostawać w równowadze*, ciecz nie będzie parować więcej, ani też para nie będzie się skraplać. Powiadamy w tym razie, że wnętrze naczynia nad cieczą *c* jest *nasycone* parą, t. j. że zawiera największą ilość pary, jaką w danej temperaturze może w sobie pomieścić. Para zaś, będąca w tym stanie, pozostająca w równowadze z cieczą, nazywa się *parą nasyconą*. Ona posiada największą gęstość i największą prężność, jaką para uważanej cieczy może mieć w danej temperaturze.

Istotnie gdybyśmy przez wysunięcie rury *A* do góry zwiększyli pojemność naczynia zawierającego parę, chcąc przez to zmniejszyć jej gęstość, przekonamy się, że wtedy znowu nieco cieczy wyparuje: na nowo ustali się równowaga cieczy i pary, przyczem *ani jej prężność p ani gęstość nie ulegną zmianie, o ile temperatura nie zmieniła się po zmianie objętości i o ile pozostała choćby odrobina cieczy;* słupek rtęci *a* zachowa tę samą wysokość.

Tym sposobem, wysuwając rurę *A* coraz więcej, można wszystką ciecz zamienić w parę. W chwili gdy ostatek cieczy wyparuje, naczynie będzie jeszcze nasycone parą (*para nasycona sucha*). Wszelako, jeżeli zwiększymy objętość poza tę granicę,

para stanie się nienasyconą, gdyż w objętości tej mogłaby się pomieścić większa ilość pary, gdyby starczyło cieczy. Para taka, mająca w danej temperaturze mniejszą gęstość, aniżeli para nasycona, nazywa się parą *przegrzaną* (gdyż, jak się później dowiemy, para nasycona sucha zamienia się na parę przegrzaną także przez podwyższenie temperatury). Para przegrzana jest we własnościach swych zupełnie podobna do gazów: zwiększenie pojemności naczynia sprawia ubytek prężności (słupek *a* podnosi się), w przybliżeniu według prawa Boyle'a; zarazem zmniejsza się jej gęstość.

Zmniejszenie pojemności naczynia czyli ściskanie pary przegrzanej wywołuje wprost odwrotny szereg przemian. Zrazu prężność wzmaga się, gęstość pary rośnie również, dopóki na powierzchni rtęci nie pojawią się znowu pierwsze ślady cieczy *c*. Para staje się wtedy znowu nasyconą. Od tej chwili gęstość i prężność przestają wzrastać, a tylko ilość cieczy powiększa się, albowiem dalsze ściskanie pary nasyconej sprawia jej skroplenie na ciecz, która po ścianach spływa na rtęć. Można tym sposobem skroplić parę całkowicie, tak, że objętość nad rtęcią będzie całkowicie przez ciecz wypełnioną.

Przyrządem opisanym powyżej można badać własności pary nasyconej tylko wtedy, gdy jej prężność jest mniejsza od ciśnienia atmosfery (woda poniżej 100°, eter poniżej 35° i t. p.). W razie przeciwnym posługujemy się zwykle przyrządem takim samym, jak ten, przy pomocy którego mierzy się ściśliwość gazów przy wielkich prężnościach (patrz ryc. 119, ust. 104).

Doświadczenia takie prowadzą do wniosku ogólnego, że *prężność i gęstość pary pozostającej w równowadze ze swą cieczą (nasyconej) jest niezależna od pojemności naczynia i od ilości cieczy; zmniejszenie pojemności w stałej temperaturze wywołuje częściowe skroplenie pary; zwiększenie sprawia, iż część cieczy paruje; prężność i gęstość pary nie ulegają przytem zmianie.* Zresztą różne ciecze wytwarzają w tej samej temperaturze pary o nader rozmaitej prężności i gęstości, np. w 20° nasycona para eteru ma prężność 432·8, alkoholu 44·5, wody 17·4, rtęci 0·001 *mm* rtęci; para zaś ciekłego bezwodnika węglowego czyli gazowy bezwodnik posiada w tej temperaturze prężność 56 atmosfer.

Nadzwyczaj wydatny wpływ na prężność i gęstość pary nasyconej wywiera natomiast temperatura. (Do badania tego wpływu umieszcza się górną część rury *A*, zawierającej ciecz i parę, w kąpieli wodnej, której temperaturę można zmieniać dowolnie.) Wpływ temperatury jest bowiem tutaj podwójny: ogrzanie zwiększa prężność istniejącej już pary, a nadto wytwarza nową przez odparowanie pewnej nowej ilości cieczy; poznaje się to po tem, że przy ogrzewaniu w stałej objętości ilość cieczy ubywa. Z tego powodu prężność pary nasyconej zwiększa się

nierównie więcej, aniżeliby się zwiększała, wskutek takiego samego ogrzania, prężność np. powietrza. Widać to z następującej tablicy, w której podane są prężności (*p*) pary nasyconej wodnej w różnych temperaturach (*t*):

t	*p*
0°	4·6 *mm*
20	17·4 „
30	31·5 „
50	92·0 „
100	1 atm.
120·6	2 „ i t. d.

Jeżeli porównamy te dane z liczbami, wskazującemi temperaturę wrzenia wody pod różnemi ciśnieniami zewnętrznemi, zobaczymy odrazu, że one zgadzają się najzupełniej; wnosimy zatem, że *woda wrze w tej temperaturze, w której prężność pary nasyconej jest równa ciśnieniu zewnętrznemu.*

Prawo to jest zupełnie ogólne i ważne dla wszystkich cieczy. Eter np. wrze pod ciśnieniem 1-nej atmosfery w temperaturze 35°, naodwrót, ciśnienie pary nasyconej eteru w 35° równa się jednej atmosferze i t. p.

Związek ten tłumaczy się tem, że bańki pary, wytwarzające się wewnątrz cieczy przy wrzeniu, zawierają parę nasyconą, gdyż para styka się w nich tylko z parującą cieczą; mogą się one tworzyć, wzrastać i uchodzić nazewnątrz dopiero w tej temperaturze, w której prężność pary nasyconej staje się conajmniej równą ciśnieniu wywieranemu z zewnątrz na ciecz. W przeciwnym bowiem razie ciśnienie to zgniotłoby te bańki i skropliło napowrót zawartą w nich parę.

Zapomocą przyrządu przedstawionego na ryc. 165 można mierzyć w niektórych przypadkach także gęstość pary nasyconej. Jeżeli bowiem znamy masę *m* wprowadzonej cieczy, która przechodzi w stan pary nasyconej suchej, zajmującej objętość v cm^3 (można tę objętość zmierzyć, jeżeli rura *A* jest opatrzona podziałką objętościową), znajdziemy odrazu, że gęstość $= \frac{m}{v}$. Tą drogą przekonamy się, że *gęstość pary nasyconej wzrasta wraz z temperaturą*, co jest również następstwem wspomnianego już faktu, że przez ogrzanie cieczy, pozostającej w zetknięciu z swą parą, zawsze część cieczy przechodzi w parę. Tak np. 1 gram pary wodnej nasyconej w temperaturze 0° zajmuje objętość 204680 cm^3, w temperaturze zaś 100° — tylko 1650 cm^3. Objętość jednostki masy czyli t. zw. *objętość właściwa pary* zachowuje się zatem odwrotnie, aniżeli objętość właściwa cieczy, która zwiększa się przez ogrzanie. Z tej własności pary nasyconej wynika odrazu, że para nasycona sucha zamienia się przez ogrzanie na parę nienasyconą czyli przegrzaną.

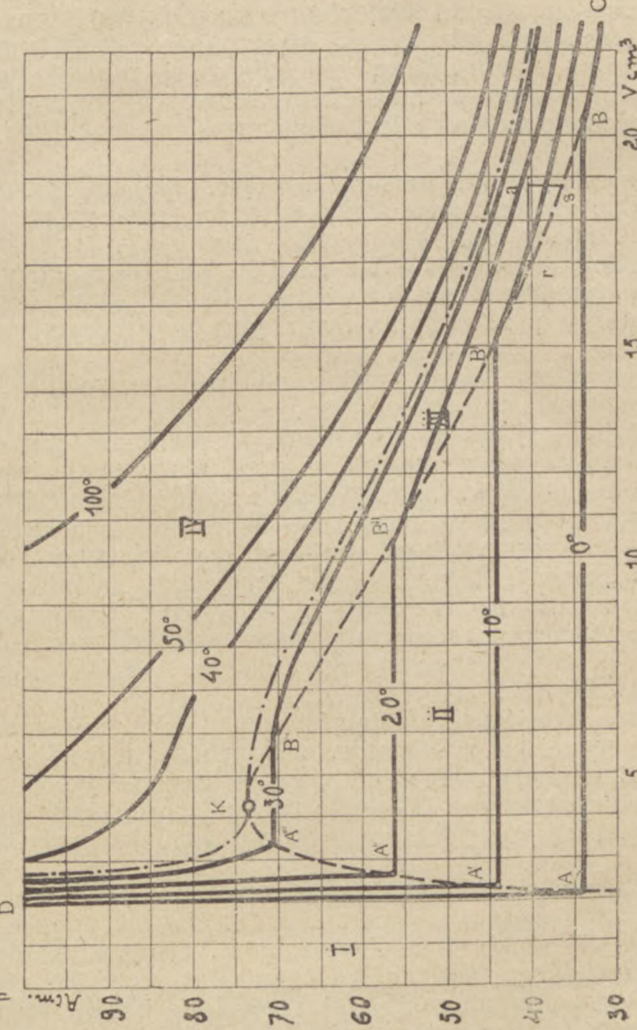
168. Własności pary przegrzanej. Para przegrzana zachowuje się pod każdym względem podobnie, jak jaki gaz, np. tlen albo powietrze: przez ściskanie prężność i gęstość jej wzrasta; ogrzanie w stałej objętości sprawia też wzrost prężności. Przekonano się, że, jeżeli para przegrzana jest jeszcze daleka do stanu nasycenia, zmiany te dokonywują się bardzo przybliżenie według praw gazowych, t. j. według prawa Boyle'a i Charles'a. Można tego dowieść przy pomocy pomiarów gęstości par przegrzanych. Wiadomo bowiem, że stosunek gęstości dwu gazów, mających równe temperatury i zostających pod jednakowem ciśnieniem, czyli tak zwana gęstość względna, jest liczbą stałą, niezależną od szczególnych wartości tych temperatur i ciśnień (ust. 145), byle obydwa gazy stosowały się do praw gazu doskonałego. Otóż przekonano się istotnie, że gęstość względna jakiej pary przegrzanej w porównaniu, dajmy na to, z gęstością powietrza albo wodoru ma wartość stałą, niezależną od ciśnienia i temperatury; odstępstwa stają się znaczniejsze dopiero wtedy, gdy para jest już bliską stanu nasycenia, czyli wtedy, gdy już nieznacznem tylko zwiększeniem ciśnienia można parę skroplić.

Ważność pomiaru gęstości względnej par w chemji polega na tem, że gęstości par dwu ciał (związków albo pierwiastków) mają się, jak ich ciężary cząsteczkowe. Jeżeli zatem umiemy określić gęstość pary względem wodoru (którego ciężar cząsteczkowy przyjmuje się równym 2), to można obliczyć ciężar cząsteczkowy pary. Np. gęstość pary wodnej w stosunku do wodoru wynosi 9. Stąd znajdujemy, że ciężar cząsteczkowy tej pary $=9\times2=18$, co zgadza się z wzorem chemicznym H_2O (gdyż $H_2 = 2$, O 16).

Istnieją różne sposoby mierzenia gęstości pary przegrzanej. Np. sposób Dumasa, który polega na tem, że się bierze szklany balon dokładnie odważony, o znanej objętości, zaopatrzony w cienką szyjkę i wprowadza się doń pewną ilość cieczy; następnie umieszcza się go w gorącej kąpieli, przez co ciecz paruje, wypierając powietrze i zamieniając się na parę przegrzaną; gdy to nastąpi, zatapia się szyjkę, odczytawszy uprzednio ciśnienie barometru p i waży się balon ponownie. Ze znalezionej tym sposobem masy m pary i objętości balonu v, jaką ona zajmuje, wypełniając go pod ciśnieniem atmosfery, łatwo obliczyć gęstość pary bezwzględną d w temperaturze kąpieli. Jest bowiem $d = \frac{m}{v}$. Pod tem że ciśnieniem p i w temperaturze kąpieli t znana gęstość powietrza wynosiła (ust. 145) d'; gęstość względna pary (w stosunku do powietrza) będzie zatem $\frac{d}{d'}$; wartość tę należy jeszcze pomnożyć przez $2\times14{\cdot}4$, t. j. przez podwójną gęstość powietrza w stosunku do wodoru, ażeby otrzymać ciężar cząsteczkowy pary.

169. Wykreślne przedstawienie własności par i gazów. Wodę spotykamy pospolicie w stanie ciekłym i gazowym. Prężność jej pary, w temperaturach zwyczajnych, jest niewielka (kilkanaście milimetrów rtęci); zwyczajne ciśnienie atmosferyczne wystarcza przeto sowicie, żeby utrzymać ją w stanie ciekłym, zapobiedz wygotowaniu się. Bardziej lotnym jest eter, gdyż daje parę większej prężności. Są jednak ciała mające już w zwyczaj-

nej temperaturze tak ogromną prężność pary, że nie spotykamy ich w przyrodzie nigdzie jako ciecze, chyba w pracowniach naukowych, gdzie przez sztucznie wywarte ciśnienie utrzymuje się je przemocą w stanie ciekłym. Pominąwszy jednak wielkość



Ryc. 166.

ciśnienia, prawa parowania i wrzenia tych cieczy niezwyczajnych są te same jak wody albo eteru. Nazywamy je skroplonemi gazami. Badanie ich rzuci właśnie jaśniejsze światło na parowanie cieczy zwyczajnych.

Takiem ciałem jest np. bezwodnik węglowy, znany pospo-

licie tylko jako gaz. Weźmy 1 litr tego gazu, odmierzony w warunkach normalnych (0°,760 *mm*), wprowadźmy go do naczynia *G* przyrządu (ryc. 119, str. 129), służącego do mierzenia ściśliwości gazów, obłóżmy górną część *R* naczynia lodem i ściskajmy gaz pompą *P*, mierząc jednocześnie ciśnienie manometrem *M*. Przekonamy się, że pod ciśnieniem cokolwiek większem od 34·3 atmosfer wszystek gaz skropli się i zajmie wtedy w rurze *R* objętość tylko 2·2 cm^3. Skraplanie odbywa się zupełnie podobnie, jak skraplanie pary wodnej albo eterowej w przyrządzie ryc. 165. Bezwodnik węglowy jest zatem parą uzyskanej w ten sposób cieczy.

Wykreślmy dwie proste p i v (ryc. 166) tworzące prostokątny układ spółrzędnych. Zaznaczmy na płaszczyźnie tych osi punkt A, mający odciętą $v = 2·2$ i rzędną $p = 34·3$ (początek układu należy wyobrazić sobie na dole, poniżej rysunku). Położenie tego punktu A wyobrażać nam będzie „stan" tego gazu, po zupełnem jego skropleniu. Spółrzędne jego wskazują objętość i ciśnienie.

Zwiększajmy teraz zwolna objętość bezwodnika, przez stopniowe wysuwanie tłoka pompy. Sprawdzimy, jak w przypadku skroplonej wody albo eteru, że skroplony gaz zawrze, zamienia się stopniowo znowu na parę, ale w czasie tego parowania manometr *M* wskazywać będzie stale ciśnienie 34·3 atm., tworzy się zatem para nasycona. Skoro objętość dojdzie do 20·2 cm^3, wszystka ciecz odparuje właśnie; zostanie tylko para nasycona „sucha". Zaznaczmy ten drugi stan ciała punktem B, mającym odciętą 20·2 i rzędną tę samą 34·3. Widocznem jest, że punkt wyobrażący stan ciała posuwa się podczas tego parowania po prostej AB, równoległej do ov. Punkt B odpowiada stanowi suchej pary nasyconej.

Dalsze zwiększenie objętości ponad 20·2 cm^3 sprawi, że prężność będzie się zmniejszać, w przybliżeniu według prawa Boyle'a. Punkt wyobrażający objętość i prężność będzie się posuwał po linji krzywej BC ciągle się zniżającej, lecz nigdy nie dosięgającej osi ov, gdyż prężność nie spadnie nigdy do wartości zero.

Otrzymana linja ABC nazywa się *linją izotermiczną* bezwodnika węglowego w temperaturze 0°. Ma ona jeszcze trzecią gałąź AD, od punku A na lewo w górę. Gałąź ta przedstawia ściśliwość ciekłego bezwodnika. Ponieważ wszystkie ciecze są mało ściśliwe, zatem gałąź AD wznosi się bardzo stromo do góry; znaczy to, że trzeba użyć wielkich ciśnień, żeby sprawić choćby nieznaczne tylko zmniejszenie objętości.

W podobny sposób można wykreślić linje izotermiczne, należące do innych temperatur. Postać ich wogóle będzie podobna do tej, którą otrzymaliśmy w temperaturze 0°, lecz rozmiary będą inne, zależne od temperatury; np. w temperaturze 20° prężność

pary nasyconej wynosi = 56 atmosfer, objętość ciekłego bezwodnika (odcięta punktu A'') 2·5 cm^3, zaś objętość pary nasyconej suchej (odcięta punktu B'') tylko 10·3 cm^3 i t. d.

170. Stan krytyczny. Obszerne badania ściśliwości bezwodnika węglowego i wykreślenie linij izotermicznych odpowiadacych różnym temperaturom wykonał naprzód Andrews w roku 1869. Wyniki tych badań przedstawione są właśnie na ryc. 166. Ważność ich polega na tem, że podobnie jak bezwodnik węglowy zachowują się wszystkie substancje, które mogą istnieć w stanie cieczy i pary. Wprawdzie przebieg linij izotermicznych odnoszących się do pewnej temperatury jest rozmaity dla różnych ciał, ale obraz ogólny tych linij jest zawsze jednakowy.

Z badań powyższych wynika, że im wyższą jest temperatura, tem mniejszą staje się różnica między objętością pary nasyconej, a objętością utworzonej z niej cieczy; długości odcinków prostych $AB, A'B', A''B''$... (ryc. 166) skracają się coraz bardziej, wreszcie spadają do zera. Punkty A i B zlewają się w jeden punkt K. W temperaturze tej, zwanej *krytyczną*, ciecz jest do tego stopnia rozpulchniona przez ciepło, para zaś tak już gęstą, że różnica między stanem ciekłym a gazowym zaciera się zupełnie. Powyżej temperatury krytycznej żadna substancja nie rozpada się już na dwie warstwy, różnego stanu skupienia; pod każdem ciśnieniem i w każdej temperaturze pozostaje jednolitą. Skroplenie jest wówczas niemożliwem; niema żadnego punktu oparcia do orzeczenia, czy ta substancja jednolita jest cieczą, czy gazem. Linje izotermiczne powyżej temperatury krytycznej nie mają już wcale prostolinijnych odcinków, właściwych stanowi pary nasyconej. W bezwodniku węglowym temperatura krytyczna wynosi $+31^\circ$; ciśnienie krytyczne, t. j. najwyższa prężność pary nasyconej (rzędna punktu K) 73 atmosfer: izoterma krytyczna zaznaczona jest linją kropkowaną.

Z tego wynika, że ***równowaga cieczy z parą, a więc i skroplenie możliwe jest tylko wtedy, gdy temperatura ciała jest niższa od temperatury krytycznej, zależnej od rodzaju ciała. Inaczej mówiąc, gaz zachowuje się jak para, dopóki temperatura jest niższa od krytycznej; w temperaturach wyższych od krytycznej nie można wywołać rozdziału na dwie warstwy, ciekłą i gazową, największem nawet ciśnieniem.***

Gdy się ogrzewa grubościenną szklaną rurę, napełnioną częściowo cieczą i szczelnie zalutowaną, wówczas w pobliżu temperatury krytycznej zwierciadło cieczy zaciera się, a powyżej znika całkowicie.

Wysokość temperatury krytycznej zależy od rodzaju substancji. Widać to z następującej tablicy temperatur (t_k) i ciśnień (p_k) krytycznych:

Hel	$t_k = -268$ *st. C.*	$p_k = 2{\cdot}8$ atm.
wodór	−241	19·4
tlen	−118·8	50·8
etylen	+ 9·5	51·0
bezwodnik węgl.	+ 31·4	72·9
siarkowodór	+100·0	88·7
eter etylowy	+194·0	35·6
woda	+364·3	194·6

171. Skroplenie par. Zapomocą wykresu linij izotermicznych łatwo jest znaleźć warunki skroplenia par. Połączmy w tym celu na ryc. 166 szereg punktów A, A', A'' ... określających objętości graniczne materji w stanie ciekłym i szereg punktów B, B', B'' ..., wskazujących objętości pary nasyconej suchej, linjami ciągłemi. Otrzymamy w ten sposób dwie krzywe: $AA'A''$, którą nazywamy *linią cieczy* i $BB'B''$, stanowiącą *linję pary*. Krzywe te łączą się w punkcie krytycznym K. Cała linja $AA'KB'B$ (kreskowana na rysunku) odgranicza na płaszczyźnie pv obszar oznaczony cyfrą II, w obrębie którego jedynie możliwem jest współistnienie cieczy z parą, a więc skroplenie. Po drugiej stronie tej linji leżą obszary I, IV, III, nie przedzielone od siebie żadną wyraźną granicą. Skroplić jakiś gaz lub parę znaczy to przejść z obszarów IV lub III do obszaru II. Przejście to może się dokonać w rozmaity sposób: 1) Przez *zgęszczenie izotermiczne*; punkt określający stan ciała posuwa się wtedy po odpowiedniej linji izotermicznej w stronę objętości malejących, np. od a do B''. Skroplenie zaczyna się z chwilą, gdy punkt ten przekroczy linję pary w B'. 2) *Oziębienie w stałej objętości.* Punkt ten spada pionowo na dół z a do s. Ponieważ w niższej temperaturze wystarcza mniej pary do nasycenia, przeto skroplenie zaczyna się w tej temperaturze, w której dana gęstość pary lub gazu staje się równa gęstości pary nasyconej. 3) *Oziębienie pod stałem ciśnieniem.* W tym razie objętość pary się zmniejsza, punkt posuwa się pionowo od a do r, w stronę objętości malejącej. Skroplenie zacznie się w tej temperaturze, w której dana prężność pary stanie się równą prężności pary nasyconej. Temperaturę tę można znaleźć w tablicach prężności pary nasyconej, obok danego ciśnienia pary; ona nosi nazwę *punktu rosy*. Jeżeli bowiem w powietrzu znajduje się para przegrzana, mająca pewną prężność p, a temperatura ziemi, liści i t. p. spadnie w ciągu nocy tak nisko, że prężność owa wystarczy do nasycenia powietrza, wówczas na powierzchni przedmiotów oziębionych zaczyna się pojawiać skroplenie pod postacią kropelek rosy.

Wszystkie te sposoby skroplenia są połączone z odjęciem ciepła parze skraplającej się.

Można jednak skroplić parę przegrzaną a nawet gaz uprzednio zgęszczony, bez jakiegokolwiek odejmowania ciepła, przez nagłe zwiększenie objętości, czyli t. zw. *rozprężenie.* Nie

wszystkie pary skraplają się wprawdzie w tych warunkach; skrapla się para wodna, nie skrapla się a przeciwnie przegrzewa para eteru. Właściwością tego sposobu skroplenia, zwłaszcza jeżeli mu ulega para zmieszana z powietrzem, jest to, że rozprężenie działa równomiernie w całej masie. Wskutek tego ciecz pojawia się w postaci drobnych kropelek zawieszonych w parze, t. j. w postaci *mgły*. Przez nagłe wyssanie powietrza z flaszki, której ściany są zwilżone wodą, można tę mgłę łatwo okazać. Podobnież w atmosferze ziemskiej tworzy się zamglenie (chmury), ilekroć powietrze wilgotne zostaje uniesione od ziemi w warstwy wyższe, gdzie wskutek mniejszego ciśnienia doznaje rozprężenia.

Zmiana stanu skupienia w tych warunkach należy do tych, które szczególnie łatwo okazują objawy przekroczenia, a odbywają się normalnie wtedy tylko, jeżeli istnieją odpowiednie zarodki. *Aitken* okazał, że obecność drobnych pyłków w powietrzu umożliwia tworzenie się mgły, przeciwnie w powietrzu oczyszczonem od pyłu, np. przez przesączenie przez zbitą watę, następuje przekroczenie, para przechodzi w stan przesycony, a mgły nie wydziela.

172. Skroplenie gazów. Wszystko, cośmy mówili o skraplaniu par, stosuje się także do ciał takich jak wodór, tlen, powietrze i t. p., zwanych pospolicie gazami, a czasem nawet gazami trwałemi. Nazwa ta pochodzi jeszcze z czasów, kiedy nie wiedziano o istnieniu temperatury krytycznej. Próbowano je zatem skroplić samem tylko ciśnieniem, podobnie jak np. skrapla się parę wodną lub bezwodnik węglowy. Stosowano w tym celu olbrzymie nawet ciśnienia, dochodzące do paru tysięcy atmosfer, zawsze bezskutecznie, gdyż oziębienie było niedostateczne.

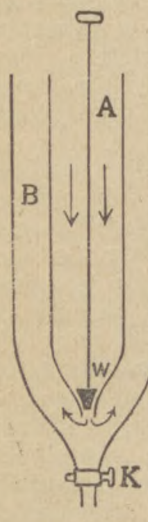
Dopiero odkrycie temperatury krytycznej wyjaśniło różnice w zachowaniu się różnych gazów pod względem skroplenia. Stało się bowiem jasnem, że próby skroplenia gazów zawodziły z tej przyczyny, że nie umiano ich oziębić poniżej właściwych im temperatur krytycznych, które są nierównie niższe od temperatur gazów łatwo się skraplających.

Postępy w skraplaniu gazów szły równolegle z techniką otrzymywania niskich temperatur. Otóż do najdzielniejszych sposobów sztucznego oziębiania należy użycie płynów parujących, a zwłaszcza gazów skroplonych. Szczególne wydatne oziębienie otrzymuje się, jak wiemy, gdy zmusimy te płyny do szybkiego parowania przez zmniejszenie ciśnienia zapomocą pompy. Np. bezwodnik węglowy można skroplić w temperaturze zwyczajnej samem tylko ciśnieniem. Skoro taki bezwodnik, skroplony np. w żelaznej flaszce, wypuścimy na powietrze, oziębia się on parując tak znacznie, że równocześnie krzepnie, zamieniając się na ciało stałe, zupełnie podobne do śniegu. Zmieszany w tym stanie z ciekłym eterem, tworzy mieszaninę mrożącą

o temperaturze —80°, którą można obniżyć jeszcze bardziej, gdy się mieszaninę podda działaniu pompy pneumatycznej.

Podobnież gazowy etylen, zgęszczony w zbiorniku żelaznym, w temperaturze 0° skrapla się na ciecz. W naczyniu otwartem ciecz ta oziębia się wskutek parowania aż do temperatury —103·5, która jest jej temperaturą wrzenia pod ciśnieniem normalnem; zmniejszając ciśnienie, można uzyskać temperaturę niższą jeszcze o czterdzieści kilka stopni, co już wystarcza do skroplenia powietrza i tlenu. Tą właśnie metodą gazy te były skroplone po raz pierwszy w r. 1883 przez Olszewskiego i Wróblewskiego.

Obecnie stosowane sposoby skroplenia gazów, zwłaszcza powietrza, na skalę nawet fabryczną, obywają się bez wszelkich środków oziębiających. Polegają one na spostrzeżeniu, które uczynili Joule i Kelvin jeszcze w r. 1857, że strumień powietrza przepchany przemocą przez jakąkolwiek zaporę, np. przez niedomkniętą szczelinę wentyla, przez kłak zbitej waty i t. p., uchodzi nazewnątrz lekko oziębiony, tem więcej zresztą, im większą jest różnica ciśnień przed i za zaporą i tem więcej zazwyczaj, im niższą jest temperatura. Ryc. 167, (niepodobna zresztą wcale do używanych w rzeczywistości przyrządów) wyjaśnia przynajmniej zasadę tej metody skraplania, wynalezionej przez Hampsona i Lindego. Silna pompa zgęszczająca (kompresor) wtłacza gaz pod ciśnieniem około 200 atmosfer do rury *A*, mającej na końcu ciasne ujście, dające się przymykać lub rozszerzać za pomocą stożkowatego wentyla *W*. Gaz rozprężony i oziębiony uchodzi nazewnątrz drugą rurą *B*, która obejmuje dookoła pierwszą i zabezpieczona jest od utraty zimna kożuchem z waty albo wełny. Gaz uchodzący oddaje tu swe zimno dalszym masom gazu, nadciągającym przez *A*. Zkolei one ulegają przez rozprężenie jeszcze znaczniejszemu oziębieniu i t. d., dopóki temperatura nie zniży się do punktu wrzenia danej substancji pod ciśnieniem atmosfery (powietrze —190°). Wtedy z otworu uchodzi gaz zmieszany z cieczą, która gromadzi się na dnie rury *B*, skąd można odprowadzać ją nazewnątrz kurkiem *K*.



Ryc. 167.

Objaw opisany jest wynikiem gry sił molekularnych między cząsteczkami gazu, z tego powodu wartość jego w rozmaitych gazach jest różna, nietylko co do wielkości, ale i co do znaku. Wodór np. ogrzewałby się w tych warunkach, w których powietrze się oziębia. W temperaturze jednak dostatecznie niskiej zachowuje się on podobnie jak powietrze. Można go zatem

skroplić tą metodą, jeżeli się go uprzednio podziębi np. ciekłem powietrzem.

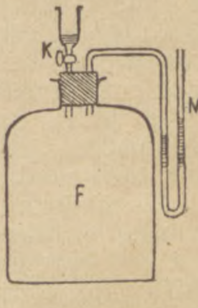
Ostatnią zdobyczą na polu skroplenia gazów było skroplenie helu, dokonane przez prof. Kamerlingh Onnesa w r. 1905 w Lejdzie. Gaz ten posiada najniższą temperaturę krytyczną ze wszystkich znanych, dlatego jest gazem najwięcej „trwałym", czyli najtrudniejszym do skroplenia.

Zapomocą skroplonego helu otrzymano też najniższą dotąd temperaturę około -272^{0} poniżej zera.

Skroplone gazy, np. ciekłe powietrze należą, do najpotężniejszych źródeł zimna. Przelane do otwartego naczynia oziębiają się (przez zużycie ciepła parowania) aż do swej normalnej temperatury wrzenia. Wrą wtedy wciąż i ulatniają się szybko. Rzecz jasna, że naczynie pełne ciekłego powietrza, umieszczone w zwyczajnej temperaturze pokojowej, znajduje się w podobnych warunkach, jak np. garnek z wodą wstawiony do rozpalonego pieca. Ażeby ciecze te przechować cokolwiek dłużej, należy osłonić je możliwie starannie od dopływu ciepła z zewnątrz. Używa się w tym celu wynalezionych przez Dewara zbiorników „próżniowych" o szklanych ścianach podwójnych, między któremi wytworzono doskonałą próżnię. Ściany są nadto posrebrzone, żeby odbijały i odrzucały zewnętrzne ciepło promieniste.

173. Parowanie w powietrzu. Żeby się przekonać, jaki wpływ wywiera na parowanie powietrze, znajdujące się nad cieczą parującą, można się posługiwać przyrządem przedstawionym na ryc. 168.

Przyrząd ten składa się z obszernej flaszki *F* zatkanej szczelnie korkiem, zawierającej suche powietrze i połączonej z manometrem *M*, wskazującym prężność gazu we flaszce. Przez korek przechodzi rurka szklana rozszerzona u góry i zaopatrzona kurkiem *K*. Obrotem tego kurka można wprowadzić do flaszki nieco wody albo innej cieczy lotnej, bez wyjmowania korka.



Ryc. 168.

Po wprowadzeniu cieczy do flaszki dostrzeżemy, że manometr zacznie się zwolna podnosić, wskutek tworzenia się pary, której prężność dodaje się do prężności powietrza. Skoro nastąpi równowaga, manometr przestanie się podnosić; przekonamy się wówczas, że para utworzona w powietrzu uzyskała tę samą prężność, zależną od temperatury (jeżeli ilość cieczy wystarczała do nasycenia powietrza parą), jakąby miała w tych samych warunkach w próżni. Wnosimy stąd, że własności pary wytworzonej w atmosferze gazowej są te same, jak pary czystej. W dodatku (ponieważ ciśnienie całkowite jest sumą prężności pary i gazu) widzimy, że prawo Daltona (ust. 106), odnoszące się do mieszanin gazowych, stosuje się również do mieszanin gazów i par.

Gdyby ilość cieczy wprowadzonej do flaszki nie wystarczała do nasycenia powietrza parą, para byłaby przegrzaną, a jej

prężność zależałaby od ilości pary zawartej np. w 1-nym metrze sześciennym powietrza.

Obecność powietrza wywiera wpływ tylko na szybkość parowania. W próżni ciecz zawrzałaby i wyparowała w jednej chwili, w powietrzu parowanie odbywa się powoli, gdyż cząsteczki tworzącej się pary muszą sobie zwolna torować drogę (przez t. zw. przenikanie czyli dyfuzję) wśród cząsteczek powietrza. Ta dyfuzja, a zatem i parowanie odbywa się tem wolniej, im gęstszem jest powietrze.

Te same zasady objaśniają parowanie cieczy z naczyń otwartych. Im gęstsze jest powietrze, t. j. im wyższy stan barometru, tem wolniej parują ciecze i wysychają zwilżone przemioty.

Szybkość parowania zależy również od postaci naczynia i od ruchu atmosfery. Wszystko, co ułatwia rozpraszanie się pary w atmosferze, jak np. przewiew wiatru, otwarte, szerokie naczynie, przyśpiesza zarazem parowanie.

Nakoniec szybkość parowania zależy też od ilości pary znajdującej się już w otaczającem powietrzu. W powietrzu suchem woda, przedmioty mokre wysychają szybko, podczas gdy w atmosferze nasyconej już całkowicie parą dalsze parowanie nie odbywa się wcale.

Podobnie jak parowanie, tak też i skraplanie się pary, znajdującej się w powietrzu, odbywa się w tych samych warunkach, co skraplanie się pary czystej. Zjawisko skraplania pary, odbywające się w atmosferze, jest przyczyną opadów atmosferycznych, deszczu, śniegu, mgły, chmur i rosy. W niskiej temperaturze para może przejść wprost w stan stały, wówczas tworzy się śnieg albo szron.

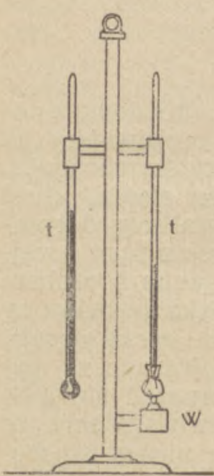
174. Higrometrja. Ilość pary wodnej zawarta w atmosferze zmienia się nieustannie wskutek parowania wód i opadów atmosferycznych. Ze względów meteorologicznych i klimatologicznych ważną jest rzeczą znać tak zw. *wilgoć*, czyli ilość pary wodnej, zawartej w danej objętości powietrza. Rozróżnia się przytem wilgoć bezwzględną od wilgoci względnej. Przez pierwszą rozumiemy wprost ilość gramów wody, która się pod postacią pary znajduje np. w metrze sześciennym powietrza. Wiekość tę można określić przez wprowadzenie odmierzonej objętości powietrza w zetknięcie z ciałem pochłaniającem parę wodną (kwas siarkowy, bezwodnik fosforowy) i przez zważenie tego ciała.

Bezwzględna wilgoć powietrza nie daje jednak miary jego zdolności zwilżania przedmiotów przyciągających wodę, skłonności do tworzenia rosy lub opadów i t. p. W temperaturze niskiej (np. w zimie) mała już ilość pary zdoła nasycić powietrze, t. j. wprowadzić je w stan najwięcej wilgotny, podczas gdy w wysokiej temperaturze nierównie większa ilość wody może wyparować, a zostanie jeszcze możliwość dalszego parowania. Powietrze takie, mimo znacznej wilgoci bezwzględnej, nazywamy względnie suchem, gdyż woda paruje w niem obficie, ciała mokre wysychają szybko i t. p. Ażeby określić stan powietrza w tym względzie, oblicza się t. zw. wilgoć względną i rozumie się przez to stosunek ilości w pary wodnej, znajdującej się w pewnej objętości powietrza, do największej ilości W, którąby ta objętość mogła w sobie pomieścić w danej temperaturze, gdyby powietrze było nasycone parą. Ponieważ w zwyczajnej temperaturze para wodna ulega dość dokładnie prawom

Boyle'a i Charles'a, można zamiast stosunku ilości pary wziąć stosunek prężności. Zatem wilgoć względna jest stosunkiem prężności częściowej p, jaką wywiera para istniejąca w powietrzu, do prężności P, jakąby miała para nasycona w tej samej temperaturze.

Prężność P, odpowiadającą danej temperaturze, można znaleźć w tablicach prężności pary wodnej nasyconej. Prężność p można zmierzyć zapomocą przyrządów zwanych wogóle *higrometrami*.

Zasada tych przyrządów bywa dwojaka. Jedne dają wprost punkt rosy t (ust. 171) dla pary znajdującej się w powietrzu. Stąd znajdujemy natychmiast p, prężność pary domieszanej do powietrza, w tablicach prężności pary nasyconej. Drugie pozwalają ocenić stopień wilgoci albo suchości wedle szybkości parowania ciał zwilżonych. Najczęściej stosowany w tym celu t. zw. *psychrometr* składa się z dwu jednakowych termometrów t i t' (ryc. 169), z których drugi ma naczyńko owinięte szmatką muślinową, zanurzoną końcem w szklance w, zawierającej wodę i wskutek tego zwilżoną. Parując więcej lub mniej obficie, zależnie od stopnia wilgoci powietrza, para wodna zużywa ciepło parowania, które czerpie z otoczenia i z samego termometru. Wskutek tego termometr t' opada. Skutkiem wytworzonej różnicy temperatur $t-t'$ otoczenie dostarcza mu wciąż ciepła w ilości (na sekundę np.) proporcjonalnej do różnicy $t-t'$, a więc dajmy na to $A(t-t')$. Z chwilą kiedy ten dopływ zrówna się z jednoczesną stratą ciepła wskutek parowania, temperatura t' ustali się. Strata ta będzie tem większa, im szybciej woda paruje, a więc im bardziej prężność p pary w powietrzu różni się od prężności P pary nasyconej w temperaturze t. Wyraziwszy tę stratę ogólnie przez $B(P-p)$, mieć będziemy, jako warunek równowagi temperatury: $A(t-t') = B(P-p)$, skąd $p = P - k(t-t')$, w czem przez k oznaczono iloraz $A : B$, którego wartość wyznacza się raz na zawsze przez porównanie psychrometru z innym jakimkolwiek higrometrem (w przybliżeniu jest $k = 0{\cdot}8$ przy zwyczajnym stanie barometru, jeżeli, jak zwykle, p jest wyrażone w *mm* rtęci, t w stopniach Celsjusza).



Ryc. 169.

175. Parowanie ciał stałych. Nietylko ciecze, lecz i ciała stałe (nawet metale w wysokiej próżni i w temperaturze nieco podwyższonej) zamieniają się często na parę wprost, bez przejścia w stan ciekły. Przykładem znikanie t. j. ulatnianie się kamfory, ulatnianie się po nagrzaniu chlorku rtęciowego (sublimatu — którego pary można następnie przez oziębienie ściąć zpowrotem w ciało stałe, stąd nazwa „sublimacji"), a przedewszystkiem parowanie śniegu, które niemniej od topnienia przyczynia się do znikania śniegów z powierzchni ziemi i t. p. W naczyniu zamkniętem ciało stałe, np. lód paruje, podobnie jak ciecze, tylko do pewnej granicy, mianowicie dopóty, dopóki nie wytworzy się para o pewnej największej prężności, zależnej tylko od temperatury, a więc para nasycona. Prężność pary nasyconej nad lodem jest jednak zawsze odrobinę mniejsza od pary nasyconej nad wodą ciekłą tej samej temperaturze.

ROZDZIAŁ V.

Ruch ciepła.

176. Sposoby ogrzewania i oziębiania ciał. Wiadomo z doświadczenia, że ciała gorące wywierają wpływ ogrzewający na swoje otoczenie. Zmiany temperatury, które przytem zachodzą, udało się ująć ilościowo z pomocą pojęcia ilości ciepła, które ciało cieplejsze traci, a chłodniejsze nabywa. Pytaliśmy dotychczas tylko o wysokość zmian temperatury, które z tego przejścia ciepła wynikają, nie troszcząc się o to, jakim sposobem i jak szybko one następują. Tej stronie zjawiska poświęcony będzie rozdział niniejszy, zajmujący się prawami „*ruchu ciepła*“. Nazwa ta powstała w czasie, gdy ciepło było uważane za materję subtelną, o której sądzono, że może poruszać się albo przepływać z jednego ciała do drugiego. Jakkolwiek wiemy, że ciepło nie jest materją, lecz energją, to jednak nazwy tej możemy używać bez szkody, zwłaszcza w tych zjawiskach, w których ciepło nie znika jako takie ani nie wytwarza się kosztem innych form energji.

Trzy są drogi albo sposoby, któremi ciepło może dostawać się do ciał lub też z nich uchodzić; *przewodzenie*, *unoszenie ciepła* i *promieniowanie*.

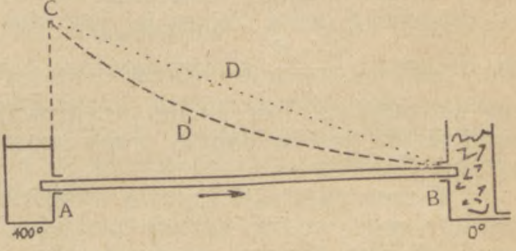
Trzymając w ręku pręt metalowy, którego drugi koniec włożyliśmy w ogień, dostrzeżemy stopniowy wzrost temperatury końca trzymanego; ciepło przenosi się tu przez przewodzenie od gorętszego ku zimniejszemu końcowi w taki sposób, że nie pomija żadnej cząstki pośredniej ciała czyli *przewodnika* ciepła. Wskutek takiego *prądu* ciepła przewodnik odbiera ciepło od ciała gorętszego, przewodzi je w sobie w stronę, gdzie temperatura jest niższa i oddaje je w końcu ciałom zimniejszym.

Unoszeniem znowu nazywamy przenoszenie się ciepła z jednego miejsca na drugie razem z ogrzaną materją. Jeżeli np. temperatura w pewnej okolicy podniesie się pod wpływem wiatru wiejącego od ciepłych mórz, wtedy ciepło to było tam przyniesione razem z powietrzem.

Przykładem natomiast trzeciego sposobu przenoszenia się ciepła, przez promieniowanie, jest ogrzewanie ziemi przez słońce. Pomiędzy słońcem a ziemią rozciąga się przestrzeń próżna, gdzie niema ani powietrza ani innego pomostu materjalnego. I w tym razie ciało gorące traci ciepło, zimne je zyskuje, jednakże w czasie przelotu przez próżnię ciepło przestaje być ciepłem, przeobraża się w inną formę energji, którą nazywamy *energją promienistą*. Może ona przechodzić nietylko przez próżnię, ale i przez wiele ciał, np. przez powietrze, wodę, lód i t. p. Przechodzenie energji promienistej przez takie ciała nie powoduje naogół (przeciwnie jak w przewodzeniu) podniesienia temperatury: promieniowanie słońca może przejść przez taflę lodu i ogrzać ciała za nią się znajdujące do temperatury znacznie wyższej od temperatury lodu.

Własności promieniowania są te same, co światła, które nie jest niczem innem, jak jednym z wielu rodzajów promieniowania. Własnościami temi zajmiemy się szczegółowo w osobnym rozdziale tej książki; w tem miejscu zadowolnimy się tylko wzmianką o tych cechach promieniowania, które są potrzebne do zrozumienia zjawisk ostygania i ogrzewania się ciał.

177. Przewodzenie ciepła. Żeby określić dokładniej warunki, od których zależy przewodzenie ciepła, rozważmy następujący przykład. Pręt metalowy *AB*, zanurzamy jednym końcem *B* w lodzie, a ogrzewamy na drugim końcu *A*, wsunąwszy go np. w naczynie z wrzącą wodą, dajmy na to. Nastąpi wtedy zmiana temperatury w całym pręcie. Zrazu będzie ona dostrzegalna tylko u końca ogrzewanego, stopniowo jednak przenika coraz dalej. Jest to okres temperatur zmiennych, okres rozgrzewania się przewodnika. W okresie tym temperatura każdej części pręta podnosi się, najwięcej i najwcześniej na końcu ogrzewanym, tem mniej i tem później, im bardziej są one oddalone od źródła ciepła. W zjawisku przewodzenia nie ma jednak stałej i określonej szybkości, jaką okazują np. fale (głos, promieniowanie); pierwsze ślady ogrzania rozchodzą się niezmiernie szybko na znaczne odległości; dostrzeżemy je tam tem szybciej, im czulszego użyjemy termoskopu.



Ryc. 170.

Podobnie jak ciepło w przewodnikach rozchodzą się w materji, również bez określonej prędkości, zjawiska takie, jak przenikanie np. alkoholu w wodzie, prądu elektrycznego w drucie te-

legraficznym i t. p. Ten sposób rozchodzenia się określamy ogólną nazwą *dyfuzji* albo *przenikania*.

Okres temperatur zmiennych skończy się w uważanym przypadku po pewnym czasie. Ogrzewany koniec A przyjmie temperaturę 100°, koniec zanurzony w lodzie utrzymywać będzie stale temperaturę 0°, w przekrojach pośrednich ustalą się temperatury tem wyższe, im bliżej one się znajdują końca ogrzewanego. Powiadamy, że wówczas płynie przez pręt *stały prąd* ciepła. Istotnie lód topić się będzie wtedy u końca chłodnego z jednostajną szybkością, która daje nam miarę obfitości czyli natężenia prądu cieplnego, wprowadzonego po pręcie w lód.

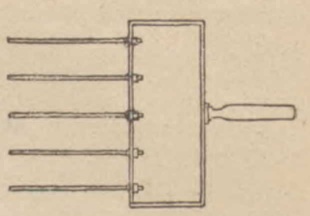
Pewną zawiłość sprawia tu fakt, że niewszystko ciepło, wprowadzone w pewnym czasie w jeden koniec pręta, dostaje się w drugim do lodu; każda bowiem część pręta, o ile stała się cieplejsza od otoczenia, oddaje ciepło otaczającym ciałom przez promieniowanie, przez przewodnictwo i przez unoszenie. Gdyby można było uchronić pręt od tych strat bocznych, okazałoby się, że temperatura spadałaby jednostajnie od końca gorącego do zimnego, jak to uzmysławia graficznie prosta CDB na ryc. 170. Rzędne tej prostej mają wyobrażać wysokość temperatury w każdym przekroju. Im bardziej *stroma* jest ta prosta, tem większy będzie prąd ciepła, tem więcej lodu będzie się topić w ciągu każdej sekundy. Owóż stromość tej prostej zależy nietylko od różnicy temperatur $t - t'$ obu końców, lecz także od długości l pręta. Miarą jej jest stosunek różnicy temperatur do długości: $\frac{t - t'}{l}$, zwany *spadem temperatury*. Doświadczenie okazało, że ilość ciepła przepływającego w sekundzie, t. j. prąd ciepła, jest w danym pręcie wprost proporcjonalną do tego spadu.

W rzeczywistości krzywa wyobrażająca rozmieszczenie temperatur mieć będzie kształt taki jak $CD'B$. Na końcu gorącym spad jej jest stromy, następnie staje się coraz bardziej łagodnym, co wynika stąd, że i prąd ciepła wskutek strat bocznych zmniejsza się, im dalej posuwamy się ku końcowi zimnemu.

Zresztą prąd ciepła zależy jeszcze od grubości, t. j. od wielkości przekroju pręta. Oczywistą jest bowiem rzeczą, że pręt o 2 razy większym przekroju przewodzić będzie więcej ciepła, niż cieńszy; przewodziłby właśnie 2 razy więcej, gdyby nie było żadnych strat na powierzchni bocznej.

Nakoniec z codziennych już doświadczeń wiadomo, że wpływ najważniejszy na wielkość prądu ciepła wywiera rodzaj materjału pręta. Drewniany przewodzić będzie (caeteris paribus) wiele tysięcy razy mniej ciepła aniżeli np. miedziany. Znaczy to, że przepędzenie przez drzewo prądu równie obfitego jak przez miedź wymagałoby wiele tysięcy razy większego spadu temperatury. Okazuje to dobrze doświadczenie Ingenhoussa.

W boczną ścianę (ryc. 171) metalowej wanienki napełnionej gorącą wodą wetknięte są pręciki jednakowej długości i przekroju ze srebra, miedzi, żelaza, szkła, drzewa i t. d. Wszystkie pokryte są jednostajnie cienką warstewką wosku. Skoro temperatury się ustalą i wytworzą stałe prądy ciepła, okaże się, że wosk stopi się na całej długości prętów z miedzi i srebra; na żelazie granica stopnienia (41°) posunie się daleko od końca gorącego, na szkle i drzewie bardzo tylko nieznacznie.



Ryc. 171.

Te różnice w przewodzeniu ciepła przez różne ciała określamy, mówiąc, że ciała mają różne *przewodnictwo właściwe ciepła*. Srebro jest dobrym przewodnikiem, ma duże przewodnictwo właściwe, przeciwnie przewodnictwo właściwe drzewa jest bardzo małe.

178. Przewodnictwo właściwe. Wiadomości podane w poprzedzającym ustępie można streścić w następującym wzorze:

$$Q = k \cdot \frac{t - t'}{l} \cdot a \cdot \tau.$$

Ilość ciepła Q przechodząca prądem stałym, w czasie τ sekund, jest proporcjonalna do spadu temperatury $\frac{t - t'}{l}$ i do przekroju poprzecznego a (centym. kwadr.) przewodnika. Zależy nadto od stałego spółczynnika k, właściwego każdemu rodzajowi materji, zwanego *przewodnictwem właściwem*. Następująca tablica podaje jego wartości dla kilku ciał (w odniesieniu do gramstopnia, centymetra, sekundy i stopnia Cels.):

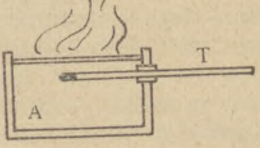
srebro	1·15	rtęć	0·015
miedź	1·04	woda	0·C012
żelazo	0·21	nafta	0·0004
lód	0·005	wodór (0°)	0·00032
szkło	0·002	„ 100°	0·00041
drzewo	0·0003	bezwodnik węglowy	0·00003.

Jak widać, istnieją bardzo wielkie różnice w przewodnictwie właściwem. Najlepszemi przewodnikami są metale, najgorszemi gazy. Zarówno złe jak i dobre przewodniki mają liczne zastosowania. Dobrych używamy, chcąc np. odprowadzić ciepło ze źródła na znaczniejsze odległości. Siatka metalowa włożona poziomo w płomień gazowy przecina go; nad siatką gaz nie płonie, gdyż odprowadza ona i rozprasza szybko ciepło. Można również zapalić gaz nad siatką, a płomień nie przebije na drugą stronę (ma to zastosowanie w lampie górniczej Davy'ego).

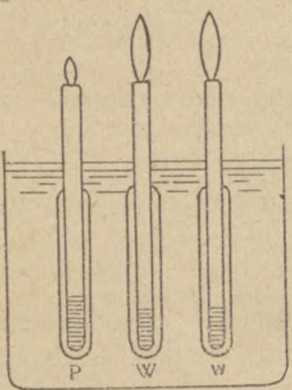
Złych przewodników używamy natomiast, chcąc zatrzymać ciepło w pewnem ciele. Np. odzież chroniąca nas od zimna powinna być zrobiona ze złych przewodników, jak futro, wata i t. p. Posadzki drewniane albo po-

kryte słomiankami lub kobiercami mniej ziębią stopy od kamiennych. Domy drewniane albo ceglane bywają cieplejsze od kamiennych i t. p.

Ciecze i gazy mają przewodnictwo tak małe, że wydatny ruch ciepła odbywa się w nich niemal wyłącznie drogą unoszenia. Że tak jest istotnie, można okazać następującem doświadczeniem: Przez boczną ściankę naczyńka *A* (ryc. 172), napełnionego wodą, wetknięty jest poziomo termometr *T*, mający bańkę tuż pod zwierciadłem wody. Jeżeli na wodę nalejemy odrobinę eteru i zapalimy go, termometr w przeciągu dłuższego czasu nie wykaże wcale ogrzania, chociaż od gorącego płomienia oddziela go tylko cienka warstwa cieczy. Unoszenie ciepła jest tu wykluczone, gdyż warstwy ogrzane przez bezpośrednie zetknięcie z płomieniem, jako lżejsze, pozostają u góry.



Ryc. 172.



Ryc. 173.

Właściwości przewodnictwa gazów można okazać następującym przyrządem Kundta. Do probierek szklanych *P*, *W*, *w* (ryc. 173) wlutowanych w szklane bańki, wlewa się po odrobinie eteru, zanurza je w ciepłej wodzie i zapala pary eteru, unoszące się z ujścia probierek, w miarę dopływu ciepła przez gazy znajdujące się w bańkach. Płomień dobywający się z probierki *W*, otoczonej wodorem, jest znacznie wyższy od płomienia zasilanego ciepłem przechodzącem przez powietrze. Trzecia probierka *w*, otoczona wodorem pod ciśnieniem tylko kilku *mm*, płonie równie silnie jak *W*. Stąd widać, że przewodnictwo cieplne gazów nie zależy od ich gęstości — w bardzo szerokich granicach. Dopiero gdy prężność pozostałego gazu zmniejszymy zapomocą pompy rtęciowej do małego ułamka milimetra, przewodnictwo zmniejsza się znacznie.

179. Promieniowanie. Ostyganie ciała ogrzanego, umieszczonego we wnętrzu chłodniejszej nieprzeźroczystej osłony (ryc. 155), odbywa się zatem w pierwszym rzędzie przez przewodzenie i unoszenie ciepła w powietrzu. Doświadczenie poucza nas jednak, że będzie się ono odbywało i wtedy, gdy z wnętrza tej osłony wypompujemy powietrze jak można najdokładniej. Szybkość ostygania zmniejszy się wprawdzie (mniej więcej do połowy), ale pozostałą jej część wypadnie teraz położyć na karb zasadniczo odmiennego udzielania się ciepła, mianowicie przez promieniowanie. W podobny sposób ciepło rozżarzonego włókna lampki elektrycznej żarowej dostaje się do osłaniającej je szklanej bańki; w podobny sposób słońce ogrzewa ziemię.

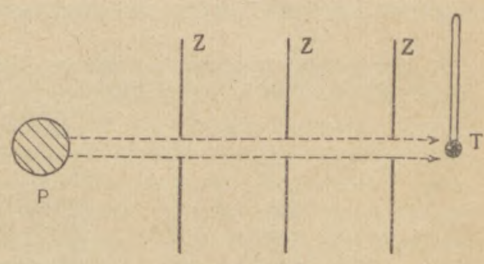
Promieniowanie nie wymaga obecności materjalnego przewodnika, rozchodzi się i w przestrzeni próżnej, a nawet w próżni rozchodzi się najlepiej, nie gubiąc się ani rozpraszając po drodze. Może jednakowoż przenikać także przez materję — przykładem promienie słoneczne przenikające przez atmosferę. *Prze-*

źroczystemi nazywają się te ciała, które promieniowanie przepuszczają.

W wykładzie optyki zajmiemy się stosunkiem promieniowania do światła; okażemy tam, że są to objawy tego samego rodzaju. Podobnie jak światło, promieniowanie rozchodzi się z olbrzymią, ale skończoną szybkością (w próżni $300000 \frac{km}{sek}$). Podobnie jak światło promieniowanie jest jedną z postaci, w których energja może się przejawiać. Dowodem tego, że promieniowanie może być na inne postaci energji, w szczególności na ciepło, zamienione. Istotnie, promieniowanie słońca, promieniowanie gorącego pieca i t. p., trafiając ciała wobec tych promieniowań nieprzeźroczyste, ogrzewają je. Te zaś ciała, które promieniowanie wysyłają, ostygają równocześnie. Promieniowanie zatem może z ciepła powstać, w ciepło się zamienić, samo jednakże ciepłem nie jest.

Przeobrażenie energji cieplnej w promienistą, t. j. wysyłanie promieniowania przez ciała materjalne nazywamy *emisją*. Przemiana odwrotna promieniowania w ciepło albo w inne postaci energji, mające swe siedlisko w ciałach materjalnych, nazywa się *absorbcją* czyli pochłanianiem.

W przeciwstawieniu do przewodzenia ciepła, a zgodnie z własnościami światła, promieniowanie *rozchodzi się w linjach prostych*, zwanych *promieniami*. Umieścimy np. przed ogrzaną kulą metalową *P* (ryc. 174) szereg nieprzeźroczystych blaszanych zasłon *Z*, opatrzonych otworami, a poza niemi termoskop *T* dostatecznie czuły (zwykle używa się do podobnych doświadczeń stosu termoelektrycznego, połączonego z galwanometrem), zdolny pochłaniać promieniowanie (w tym celu okopcony warstwą sadzy). Okaże on ogrzanie tylko wtedy, gdy prosta, łącząca z nim źródło promieni, przechodzi swobodnie przez otwory w zasłonach.



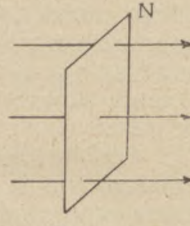
Ryc. 174.

I pod innemi względami promieniowanie ciał nieświecących zachowuje się podobnie jak światło. Odbija się np. od zwierciadeł płaskich lub kulistych, według tych samych praw, jak światło (kąt odbicia jest równy kątowi padania).

Można zatem do skupienia i wzmożenia działania ogrzewającego promieni zastosować zwierciadła wklęsłe, jak się to czyni w akustyce lub optyce (ryc. 131; w *F* umieszcza się np. rozżarzone węgle, w *F'*, w odległości paru metrów, zapałkę, która zapłonie pod działaniem skupionych tam promieni).

180. Natężenie promieniowania. Promieniowanie jest to energja w ruchu. Wysłana przez źródło (np. przez słońce) dostaje się po upływie pewnego krótkiego, ale skończonego czasu do pochłaniającego ją ciała (np. do ziemi ze słońca po upływie 8 minut). W czasie przelotu przez przestrzeń próżną, lub wypełnioną jakim ośrodkiem przeźroczystym, tkwi ona jednak w tym ośrodku i w nim, jak trzeba sobie wyobrażać, porusza się. Odpowiednio do tego poglądu określa się *natężenie* promieniowania jak następuje:

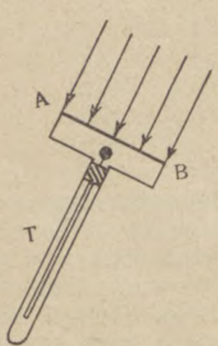
Wyobraźmy sobie pole *MN* obejmujące s cm^2, ustawione prostopadle do promieni (ryc. 175). Przez to pole przechodzi w czasie t_{sek} pewna ilość Q energji promienistej. Stosunek $\frac{Q}{s.\,t} = J$ nazywa się natężeniem promieniowania. Jego miarą liczbową jest ilość energji przepływająca przez jednostkę pola w jednostce czasu.



Ryc. 175.

W czasie przelotu promieniowania nie można oczywiście zmierzyć. Wyobraźmy sobie jednak, że pole *MN* zostało nakryte płytką materjalną, zdolną promieniowanie w całości pochłonąć (np. okopconą). Płytka ogrzeje się kosztem tego promieniowania, a ilość kaloryj ciepła pochwycona w czasie 1 *sek* na 1-nym cm^2 będzie właśnie miarą natężenia J.

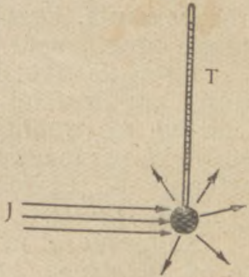
W taki właśnie sposób zmierzono (Pouillet) natężenie promieniowania słonecznego. Okrągły blaszany kalorymetr (t. zw. pirheljometr), w kształcie płaskiej puszki napełnionej wodą, mający odmierzonej wielkości denko *AB* (ryc. 176), okopcone sadzą, wystawia się np. przez 5 minut na działanie prostopadłych promieni słonecznych. Temperatura wody podnosi się np. o t stopni. Przyrząd zyskał zatem od promieniowania Mt jednostek ciepła (M jest równoważnik wodny przyrządu). Zyskałby jednak był więcej, gdyby nie to, że z chwilą, gdy temperatura jego podniosła się ponad temperaturę otoczenia, sam stał się źródłem promieniowania i ostygał. Ażeby tę stratę ocenić, zasłania się przyrząd od działania promieni i oznacza stratę ciepła, poniesioną znowu w przeciągu 5 minut przez przyrząd zacieniony. Zmierzona pierwej ilość ciepła, z dodatkiem znalezionej w ten sposób straty, podzielona przez wielkość pola denka i przez czas (w sekundach), daje natężenie J promieniowania słonecznego. Wielkość ta zależy oczywiście od czystości atmosfery, od wysokości słońca i t. p. U nas waha się mniej więcej od 0·01 do 0·03 gramstopni na cm^2 i *sek* przy południowym stanie słońca. Poza granicami



Ryc. 176.

atmosfery (pochłaniającej w części i rozpraszającej promieniowanie) byłaby oczywiście znacznie większa. Że spostrzeżeń, wykonywanych na szczytach wysokich gór, wywnioskowano, że pierwotne natężenie promieniowania słonecznego u granic atmosfery, t. zw. *stała słoneczna*, wynosi około 0·05 *grst* na cm^2 i *sek.*

Przyrządy, służące do pomiaru natężenia promieniowania, nazywają się ogólnie *aktinometrami.* Takie, jak opisany wyżej pirheljometr, dają natężenie w miarach bezwzględnych, w kalorjach, ergach i t. p. na cm^2 i *sek.* Inne znowu służą tylko do *porównywania* natężeń różnych promieniowań. Wspólną tych ostatnich zasadą jest, że promieniowanie (natężenie J) rzuca się na jakikolwiek termoskop T (ryc. 177), termoelement lub t. p., okopcony sadzą, wskutek czego temperatura jego t wzrasta natychmiast powyżej temperatury t_0 otoczenia. Wtedy jednak przyrząd sam zaczyna tracić ciepło z szybkością rosnącą proporcjonalnie do zwyżki temperatury, a więc np. w ilości $C(t-t_0)$ na sekundę. Wkońcu temperatura t ustali się, gdy strata ciepła zrównoważy się zyskiem. Będzie wówczas



Ryc. 177.

$$J = C(t-t_0).$$

Miarą natężenia promieniowania jest tedy poprostu zwyżka temperatury aktinometru.

Ponieważ promieniowanie, wydane przez źródło, rozchodzi się po linjach prostych na wszystkie strony, natężenie jego musi słabnąć w miarę, jak odległość od źródła wzrasta. Jeżeli bowiem przez K oznaczymy całkowitą ilość energji promienistej, wysyłanej w sekundzie przez źródło małych rozmiarów, promieniujące równomiernie na wszystkie strony, wówczas przez powierzchnię każdej kuli, zakreślonej około źródła promieniem r, przechodzi w każdej sekundzie tak sama ilość energji. Na jednostkę pola tej kuli przypadnie tedy $\frac{K}{4\pi r^2}$, a to jest właśnie natężeniem J promieniowania, w odległości r od źródła. *Natężenie promieniowania ubywa zatem jak odwrotny kwadrat odległości od źródła.*

W myśl tego prawa działanie ogrzewające promieni słonecznych zmniejsza się w miarę zwiększania się odległości ziemi od słońca. Zmienność pochodząca stąd w ciągu roku jest jednak zupełnie nieznaczna w porównaniu z inną, mianowicie ze zmiennością, zależną od więcej lub mniej ukośnego padania promieni. Jeżeli bowiem wiązka promieni o natężeniu J, mająca przekrój A, trafia jakie pole prostopadle, wtedy ogarnia ona obszar A i dostarcza mu AJ jednostek ciepła w sekundzie. Jeżeli nato-

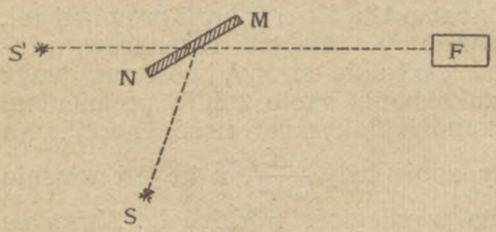
miast ta sama wiązka pada pod kątem α (liczonym między promieniem a prostopadłą do powierzchni), wtedy ogarnia ona obszar większy $\frac{A}{\cos\alpha}$. Każda jednostka tego pola otrzymuje zatem tylko $JA : \frac{A}{\cos\alpha} = J\cos\alpha$.

Z tego powodu działanie ogrzewające słońca jest rankami i wieczorami słabsze niż w południe; w zimie mniejsze niż w lecie.

181. Własności promieniste materji. Zdolność odbijania i rozpraszania. Rozpatrzmy teraz zjawiska, jakie zachodzą, gdy energja promienista trafia powierzchnię jakiego ciała.

Jeżeli powierzchnia jest gładka (polerowana), wtedy część energji promienistej odbija się od niej; odbicie to jest regularne i odbywa się według wspomnianego już wyżej prawa równych kątów. W przypadku, gdy jest chropowatą albo matową, odbicie następuje nieregularnie, we wszystkich kierunkach i nazywa się *rozpraszaniem*.

Natężenie J' energji promieni odbitych jest zawsze mniejsze od natężenia padających. Krajobraz, odbity w zwierciadle wody, jest zawsze mniej jasny od widzianego wprost. Wszelako jest prawidłowo wycieniowany. Znaczy to, że promienie wszelkiego natężenia ulegają osłabieniu w tym samym stosunku. Stosunek ten, natężenia odbitego do natężenia padającego, $\frac{J'}{J} = r$, nazywa się *zdolnością odbijania* danej substancji. Można ją zmierzyć zapomocą aktinometru F (ryc. 178), ustawiając go naprzód w promieniach idących wprost ze źródła S', a następnie w promieniach odbitych od płyty MN badanego ciała. Niektóre ciała odbijają bardzo duży procent energji promienistej; najwięcej powierzchnie metaliczne polerowane, np. srebro, rtęć albo amalgam używany do luster. Dobrem lustrem może być oczywiście tylko ciało nieprzeźroczyste. Ciała przeźroczyste odbijają znacznie mniej, np. szkło i woda.



Ryc. 178.

Podobnie jak zdolność odbicia określa się też *zdolność rozpraszania* danej substancji; mianowicie rozumiemy przez nią ułamek s, wskazujący, jaka część energji padającej ulega rozproszeniu.

182. Przeźroczystość. Ta część energji promienistej, która się ani nie odbija ani nie rozprasza, wnika do wnętrza ciała, gdzie rozchodzi się dalej, ulegając częściowo absorbcji czyli zamianie na ciepło, które ogrzewa ciało. Po przejściu zatem przez warstwę o pewnej grubości natężenie energji się zmniejsza. Stosunek t natężenia energji przepuszczonej do energji padającej nazywa się *przeźroczystością* danej warstwy. Można ją zmierzyć, puszczając promienie na aktinometr naprzód wprost ze źródła, a następnie po przejściu przez płytkę z badanego ciała o znanej grubości.

Do ciał stałych najwięcej przeźroczystych dla promieniowań różnego rodzaju należą: sól kamienna, sylwin i fluoryt. Już gorzej przeźroczystym jest szpat islandzki, jeszcze gorzej szkło. Jest przytem rzeczą zajmującą, że przeźroczystość w promieniach świetlnych niezawsze idzie w parze z przeźroczystością w promieniach niewidzialnych. Czarne szkło albo roztwór jodu w dwusiarczku węgla, ciała zupełnie nieprzepuszczające światła, przepuszczają dość dużo promieniowania niewidzialnego. Przeciwnie ałun, przeźroczysty w świetle, przepuszcza tego ostatniego mało. Podobnież gazy nie są doskonale przeźroczystemi; atmosfera ziemi (zwłaszcza zawarta w niej para wodna i bezwodnik węglowy) pochłania niemałą ilość promieniowania słońca.

Podajemy poniżej tabliczkę przeźroczystości kilku ciał, badanych w postaci płytek, o grubości 2·6 *mm*, wobec różnych źródeł promieniowania (Melloni):

	I	II	III	IV
Sól kamienna	0·92	0·92	0·92	0·92
Szkło	0·39	0·24	0·06	0
Ałun	0·09	0·02	0	0

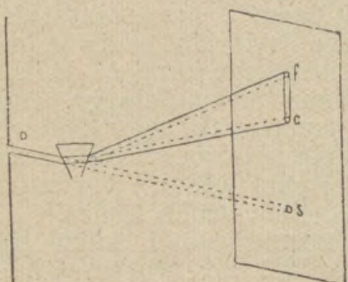
W kolumnie I podane są przeźroczystości wobec promieni lampy, w II—wobec promieni rozżarzonej platyny, w III—wobec promieni węgla ogrzanego do 390°, w IV—do 100°.

183 Złożoność promieniowania. Z danych powyższych wynika, że to samo ciało okazuje różną przeźroczystość wobec promieni różnych źródeł. Fakt ten można tylko tem wytłumaczyć, że promieniowania różnych źródeł nie są bynajmniej identyczne, a przeciwnie zależą zarówno od rodzaju, jak i (zwłaszcza) od temperatury promieniującego ciała (por. np. kolumy III i IV pow. tablicy). Wiemy przecież, że np. węgiel ciepły wydaje tylko promieniowanie niewidzialne, które odczuwamy zmysłem ciepła albo mierzymy aktinometrem. Węgiel zaś rozżarzony wydaje promienie działające nietylko na zmysł ciepła, lecz i na zmysł wzroku.

Co więcej, toż samo źródło nie wydaje promieniowania jednorodnego, lecz wielce złożoną mieszaninę różnych jego od-

mian. Wynika to z następującego doświadczenia. Promienie, które przeszły przez płytkę np. szklaną i zostały w pewnym stosunku osłabione, przejdą następnie przez drugą taką samą płytkę, z osłabieniem stosunkowo znacznie mniejszem. Widocznem jest, że z pierwotnej mieszaniny promieni pierwsza płytka zatrzymała już te wszystkie odmiany, dla których szkło jest mniej przeźroczyste; pozostały tylko te, które szkło swobodniej przepuszcza.

Najlepszy jednak sposób rozdziału tych różnych odmian promieni, jakie wysyła np. słońce, polega na użyciu pryzmatu z substancji przeźroczystej dla wszystkich odmian, np. soli kamiennej. Pryzmat taki zmienia kierunek promieni padających, czyli załamuje je i to różne odmiany rozmaicie silnie. Gdy zatem rzucimy nań z otworka *p*, w zaciemnionym pokoju, mieszaninę promieni, np. światło słoneczne, to na białej tablicy (ryc. 179), ustawionej za pryzmatem, nie otrzymamy już białej plamki *s*, lecz obraz wydłużony w wielobarwną wstęgę *cf*, t. zw. *widmo*. Tu mieszczą się wszystkie widzialne odmiany promieni, zawartych w promieniowaniu słońca. Poza obrębem tej wstęgi, poniżej jej końca *c* i powyżej końca *f*, znajdują się jednak jeszcze promienie niewidzialne. Pierwsze, zwane *podczerwonemi*, wykazać można bardzo łatwo jakimkolwiek dostatecznie czułym aktinometrem. Drugie, *nadfiołkowe*, bywają pospolicie bardzo słabe, wywierają jednak silne działanie na płytę fotograficzną: można ślad ich odfotografować.



Ryc. 179.

Ciała stałe poniżej temperatury około 500° wydają tylko promienie niewidzialne podczerwone. Przy dalszem ogrzewaniu pojawiają się naprzód czerwona część widma *c*, w białym żarze występują wszystkie.

Z powyższego widać, że promienie niewidzialne załamują się według tych samych praw, jak promienie świetlne. Jeżeli zatem chcemy skupić ogrzewające działanie promieni słońca albo innego jakiego źródła, możemy stosować soczewki z substancyj przeźroczystych wobec tych promieni. Można w ten sposób zapomocą soczewki z lodu zapalić proch albo zwęglić drzewo.

184. Pochłanianie. Odjąwszy od natężenia promieniowania, padającego na jakiekolwiek ciało, część odbitą *rJ*, rozproszoną *sJ* i przepuszczoną *tJ*, otrzymujemy pewną resztę, która przestaje istnieć jako promieniowanie, zostaje pochłonięta przez

ciało i zamieniona zwykle na ciepło. Oznaczmy tę część energji przez aJ, rozumiejąc przez a ułamek, wskazujący, jaką część energji padającej dane ciało pochłania. Z zasady zachowania energji wynika wtedy, że wszystkie omówione udziały energji razem wzięte powinny dorównywać energji pierwotnego, padającego na ciało promieniowania, zatem:

$$rJ+sJ+tJ+aJ=J, \text{ skąd: } r+s+t+a=1.$$

Ułamek a nazywa się *zdolnością absorbcyjną* danej substancji; najłatwiej jest określić ją z równania powyższego, jeżeli znamy r, s i t. Weźmy np. ciało, które wcale nie rozprasza i nie przepuszcza ($s=t=0$). Tak np. zachowują się metale polerowane, w warstwach dostatecznie grubych. W tych ciałach będzie po prostu $a=1-r$, pochłaniają one zatem tem mniej, im lepiej odbijają. Srebro np. posiada bardzo wielką zdolność odbicia, pochłania zatem bardzo mało energji padającej. Z tego powodu naczynia, które pragniemy zabezpieczyć od wpływu ogrzewającego zewnętrznych promieniowań (naczynia Dewara, kalorymetry), bywają posrebrzane i polerowane.

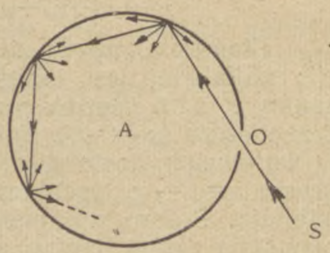
Z drugiej strony istnieją ciała nieprzeźroczyste, posiadające bardzo wielką zdolność absorbcyjną. Np. sadza, w warstwie nawet stosunkowo cienkiej, nie przepuszcza nic i nic nie odbija ($r=t=0$), rozprasza bardzo mało ($s=0{\cdot}02$); posiada zatem zdolność absorbcyjną $a=1-s=0{\cdot}98$, co znaczy, że pochłania niemal w całości energję promienistą i to wszelkich odmian. Dlatego właśnie aktinometry pokrywa się warstewką sadzy.

Podobnież wszystkie ciała czarne i matowe posiadają dużą zdolność absorbcyjną. Stąd pochodzi, że w czarnem ubraniu odczuwamy daleko więcej żar słoneczny, aniżeli w białem, gleba ciemna ogrzewa się więcej od jasnej i t. p.

Zresztą zdolność absorbcyjna jest w tych samych ciałach rozmaita wobec promieniowań różnego rodzaju, o czem już była mowa w ustępie o przeźroczystości. Przykładem takich różnic jest działanie szkła w inspektach. Przepuszcza ono stosunkowo dużo promieni słonecznych, które dochodzą do ziemi, gdzie zamieniają się na ciepło; ogrzana ziemia promieniuje ze swej strony, lecz promieniowanie to, składające sie wyłącznie z dalekich podczerwonych promieni, nie przechodzi już przez szkło, które dla tych promieni jest niemal zupełnie nieprzeźroczystem. Podobnie jak szkło działa też atmosfera, otaczająca ziemię wartwą chroniącą od zbytniej utraty ciepła przez promieniowanie w pustą przestrzeń wszechświata; promienie słoneczne przenikają przez nią natomiast stosunkowo obficiej (około $^2/_3$).

Sadza lub inne ciała czarne są zbliżone do ciała idealnego, zwanego ciałem *doskonale czarnem*, mającego własność całkowitego pochłaniania promieni wszelkiego rodzaju. Zdolność absorbcyjna takiego ciała wobec jakichkolwiek promieni równałaby się jedności. W zwykłej temperaturze ciało takie byłoby matowoczarnem, w stopniu jeszcze doskonalszym niż sadza, gdyż według równania $1=r+s+t+a$, musi być $r=s=t=0$, gdy $a=1$,

albowiem wszystkie te liczby są dodatnie. Ciało takie nie mogłoby wcale odbijać ani rozpraszać ani przepuszczać energji promienistej. Jakkolwiek ciało doskonale czarne w przyrodzie nie istnieje, można je urzeczywistnić sztucznie w następujący sposób. Wystawmy sobie naczynie *A* (ryc. 180) zewsząd zamknięte, z substancji nieprzeźroczystej, np. blaszane, opatrzone małym otworkiem *O*. Jeżeli przez ten otwór wpuścimy do wnętrza wiązkę promieni *S*, to ulegnie ona wielokrotnym odbiciom i rozproszeniom. Przy każdem odbiciu część energji zostanie pochłonięta; a zatem przy dostatecznej ich liczbie będzie pochłonięta tak znaczna część energji, że praktycznie biorąc nic jej nie trafi z powrotem do otworu i nic nie wyjdzie nazewnątrz. Skutek zatem będzie taki, jak gdyby otwór był przykryty płytką doskonale czarną; wnętrze naczynia zamkniętego będzie zatem miało własności ciała doskonale czarnego.



Ryc. 180.

Żeby porównać zdolności absorbcyjne różnych ciał wobec promieni wydawanych przez węgiel ogrzany do 100° (naczynie okopcone, napełnione wrzącą wodą), podajemy następującą tablicę:

ciało doskonale czarne	$a=1$
sadza	0·98
szkło	0·89
wapno	0·76
platyna	0·32
żelazo polerowane	0·23
srebro	0·05.

185. Emisja promieniowania. Ilość energji promienistej wydawanej przez różne ciała zależy przedewszystkiem od ich temperatury. W temperaturze wyższej wszystkie ciała promieniują obficiej, mają większą *emisję*. Jednakże w tej samej nawet temperaturze ciała różnią się znacznie co do ilości energji wydawanej; np. węgiel ogrzany promieniuje dużo energji, szkło gorące znacznie mniej.

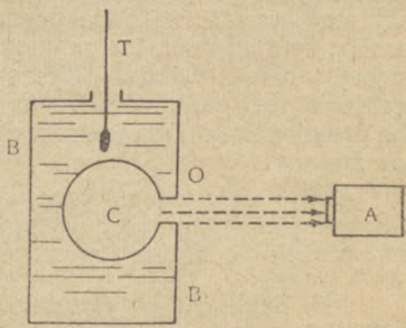


Ryc. 181.

Żeby porówać emisję różnych ciał, posługujemy się przyrządem zbudowanym przez Lesli'ego. Przed aktinometrem *A* (ryc. 181) ustawiamy naczynie metalowe *L* w kształcie sześcianu.

Cztery jego ściany boczne pokrywamy ciałami badanemi, np. jedna jest okopcona, druga posrebrzona, trzecia pokryta warstwą miedzi i t. d. Naczynie napełniamy np. wrzącą wodą i zwracamy ku aktinometrowi kolejno jedną ścianą po drugiej. Przekonać się można w ten sposób, że najwięcej energji (największe odchylenie aktinometru) wysyła sadza, dalej idą szkło, miedź i srebro.

W podobny sposób można badać promieniowanie ciała doskonale czarnego. Wnętrze zamkniętego naczynia, które, jak widzieliśmy, pochłania tak doskonale, jak gdyby było wysłane ciałem doskonale czarnem, zachowuje się także pod względem emisji, jak ciało doskonale czarne. Patrząc przez dziurkę od klucza do zamkniętej piwnicy obaczymy zupełną czarność. Wnętrze pieca rozżarzonego znowu przedstawi się nam tak, jakby wyglądało ciało doskonale czarne, ogrzane do tej samej temperatury. Stcsując tę zasadę Lummer i Pringsheim używali przyrządu przedstawionego na ryc. 182. Naczynie blaszane *BB* o ścianach podwójnych zawiera w sobie zagłębienie *C* z małym otworem *O*. Wypełniono je cieczą o znanej temperaturze (wrząca woda, gorący olej, roztopiona saletra i t. p.) i zwrócono ku otworowi aktinometru *A*. W ten sposób można porównywać emisję ciała doskonale czarnego w różnych temperaturach albo też porównywać ją z innemi ciałami.



Ryc. 182.

Doświadczenia te wykazały, że *emisja ciała doskonale czarnego jest większa, aniżeli emisja jakiegokolwiek innego ciała* (w tej samej temperaturze, przy tej samej powierzchni promieniującej i t. p.). Dlatego określa się zazwyczaj emisje różnych ciał w porównaniu z emisją ciała czarnego w tych samych warunkach. Stosunek ten nazywa się *zdolnością emisyjną*. Zdolności emisyjne różnych ciał, określone w ten sposób (w temperaturze około 100°), podane są w następującej tablicy:

ciało doskonale czarne	1
sadza	0·98
szkło	0·89
wapno	0·76
platyna	0·32 i t. d.

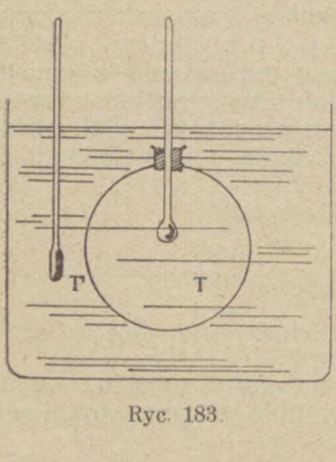
Emisja wszystkich ciał wzrasta w miarę wzrostu temperatury. Jeżeli np. ogrzewać będziemy kulę żelazną stopniowo

do coraz wyższych temperatur, przekonać się łatwo, że początkowo wysyła ona tylko promienie podczerwone, o słabem natężeniu. W miarę ogrzewania natężenie tych promieni wzrasta, a równocześnie przyłączają się do nich promienie coraz bliższe widzialnej części widma, aż wreszcie w temperaturze około 500° kula zaczyna świecić czerwonawem światłem, które stopniowo, przy dalszem ogrzewaniu, przechodzi w światło białe.

Nie należy jednak sądzić, żeby w temperaturze zwyczajnej albo od niej niższej ciała nie promieniowały wcale. Wskazówka aktinometru, mającego np. temperaturę pokojową, nie okazuje żadnego odchylenia, gdy całe jego otoczenie ma tę samą temperaturę. Czy to znaczy, że on wcale nie promieniuje wtedy? Zwróćmy go do bryły lodu. Przekonamy się, że wskazówka odchyla się w stronę oziębienia, co znaczy, że wysyła on promieniowanie i traci wskutek tego ciepło, albo raczej traci go więcej aniżeli jednocześnie otrzymuje od lodu. Ponieważ nie można przypuszczać, żeby promieniowanie jakiego ciała zależało od tego, jak gorące ciała znajdują się w jego sąsiedztwie, należy stąd wnosić, że ciała promieniują we wszystkich temperaturach; temperatura ich podnosi się, gdy pobierają od otoczenia więcej, aniżeli wynosi własne ich promieniowanie: naodwrót będzie w przypadku przeciwnym — wreszcie w przypadku, gdy oba promieniowania są jednakowe, temperatura pozostawać będzie bez zmiany.

Każde ciało zatem, otoczone ciałami tej samej temperatury, jakiekolwiekby one były, wysyła tyle energji promienistej, ile jej jednocześnie pochłania (twierdzenie Prévosta).

186. Szybkość ostygania. Każde ciało tedy, którego temperatura jest wyższa od temperatury otoczenia, stygnie wskutek promiemiowania. Celem zmierzenia szybkości ostygania można posługiwać się przyrządem, przedstawionym na ryc. 183.



Ryc. 183.

Ciało ostygające, np. termometr pokryty warstwą badanego ciała, umieszczamy w osłonie zamkniętej T, z której można wypompować powietrze, w celu usunięcia przewodnictwa i konwekcji ciepła. Osłona umieszczona jest w kąpieli T' o stałej temperaturze t'. Doświadczenie polega na tem, iż w równych, a krótkich odstępach czasu zapisuje się temperaturę t termometru w osłonie, który wciąż opada wskutek straty ciepła przez promieniowanie. Stratę tę (w kalo-

rjach) można obliczyć ze zmian temperatury, jeżeli znamy równoważnik wodny termometru. W ten sposób przekonano się, że ciepło wypromieniowane zależy od wielkości powierzchni ciała stygnącego i jest do niej proporcjonalne. Prócz tego zależy ono od natury ciała: jest mianowicie proporcjonalne do jego zdolności emisyjnej.

Co się wreszcie tyczy wpływu temperatury, to okazało się, że ilość ciepła wypromieniowana w jednostce czasu jest w przybliżeniu proporcjonalna do *czwartej potęgi* temperatury bezwzględnej ciała, t. j. względem temperatury, liczonej od —273° (liczy się tu tylko ciepło oddane otoczeniu, bez uwzględnienia tego, które jednocześnie od otoczenia odbiera). To prawo wykryte przez *Stefana i Boltzmanna* jest zupełnie ścisłem tylko dla ciała doskonale czarnego.

Jeżeli temperatury ciała t i otoczenia t' różnią się tylko nieznacznie, można zawsze przyjąć, że strata ciepła na sekundę (t. j. różnica oddanego i pobranego) jest proporcjonalna do różnicy temperatur $t—t'$ (prawo Newtona). Szybkość ostygania jest zatem tem większa, im cieplejszem jest ciało stygnące.

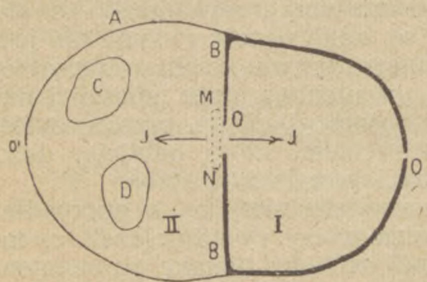
187. Związek pomiędzy zdolnością emisyjną i absorbcyjną. Prawo Kirchhoffa. Porównawszy tablice zdolności emisyjnej i absorbcyjnej różnych ciał, dostrzeżemy natychmiast, że dla podanych tam ciał zdolności te są sobie wprost równe; nie jest to przypadek, lecz objaw ogólnego prawa. Ciała o wysokiej zdolności absorbcyjnej (sadza) promieniują dużo energji i naodwrót, ciała o małej zdolności absorbcyjnej, np. przeźroczyste, wysyłają jej mało; również zwierciadła, które odbijając dużo mało chłoną, są złemi radjatorami, promieniują słabo.

Zależność powyższa sprawdza się nietylko w przypadku promieni niewidzialnych, lecz także wobec światła. Jeżeli np. na wypolerowanej płytce platynowej zrobimy plamkę atramentem i ogrzejemy płytkę do wysokiej temperatury, przekonamy się, że czarna plama będzie świeciła mocnem światłem w porównaniu z platyną. Szkło, przeźroczyste dla światła, nie świeci niemal wcale nawet przy mocnem ogrzaniu, wysyła tylko promienie cieplne, gdyż wobec nich jest istotnie mniej przeźroczyste. Podobnież, jeżeli ciało jakie posiada zdolność pochłaniania pewnych tylko promieni jednorodnych jakiegoś określonego rodzaju, to wysyła ono tylko te szczególne promienie, co ma ważne zastosowanie w analizie widmowej, o czem więcej w optyce.

Związek ten między zdolnościami emisyjną i absorbcyjną, odkryty przez Kirchhoffa, można uzasadnić teoretycznie w sposób następujący. Wyobraźmy sobie naczynie zamknięte A (ryc. 184) dowolnego kształtu, o ścianach nieprzeźroczystych wobec wszelkiego promieniowania. Przegroda B, opatrzona malutkim otworkiem O, dzieli je na dwie komory I i II; wewnątrz znaj-

dować się mogą jakiekolwiek ciała. Przypuśćmy, że temperatura całego naczynia, zresztą jakkolwiek wysoka lub niska, utrzymywaną jest trwale na tym samym stopniu. Jeżeli do którejkolwiek z komór włożymy jakie ciała *C*, *D*, o temperaturach nierównych i różnych od temperatury osłony, wówczas nastąpi wymiana ciepła, której ostatecznym wynikiem, według prawa równowagi temperatur, musi być zawsze wyrównanie temperatur. Jeżeli ta wymiana ciepła odbywa się wyłącznie przez promieniowanie (w tym celu należy sobie wyobrazić, że z wnętrza naczynia wypompowano powietrze), wówczas ciała cieplejsze będą promieniowały obficiej od zimnych, te ostatnie będą chłonąć więcej, aniżeli tracą same i tym sposobem temperatura wkońcu się wyrówna. Po osiągnięciu równowagi, która się utrzymywać będzie niezmiennie, każde z ciał, znajdujących się w osłonie, jak też i ściany osłony, będą promieniowały tyleż, ile jednocześnie chłoną.

Wiemy już, że każda z komór zachowuje się jak ciało doskonale czarne, bez względu na naturę powierzchni wewnętrznej. A zatem komora I przesyła komorze II i naodwrót, komora II komorze I, przez otwór *O*, energję o natężeniu J_0 takiem, jakie odpowiada ciału doskonale czarnemu w temperaturze naczynia.



Ryc. 184.

To samo promieniowanie otrzymalibyśmy, gdyby w otworze umieszczoną została płytka doskonale czarna, tejże temperatury.

Równość obustronnych promieniowań nie będzie naruszoną, jeżeli w otworze *O* umieścimy płytkę *MN* dowolnego ciała. Ustawmy w otworze naprzód ciało *MN* doskonale przeźroczyste. Każda z komór rzuca nań jak przedtem promieniowanie J_0, które przechodzi w całości do komory drugiej. Równość ta, a zatem i równowaga temperatur byłaby naruszoną, gdyby płytka dorzucała do tego jakie własne promieniowanie; wnosimy zatem, że ciało doskonale przeźroczyste, gdyby istniało, nie mogłoby wcale promieniować, jego emisja równałaby się zeru.

Ustawmy następnie przed otworem doskonałe zwierciadło. Ono odrzuca do wnętrza obu komór obydwa promieniowania *J*, w całości, a zatem znowu: emisja doskonałego zwierciadła musi być równa zeru.

Ustawmy nakoniec w otworze płytkę jakiegokolwiek ciała; *r*, *s* niechaj oznaczają jego zdolność odbijającą i rozpraszającą, *t* przeźroczystość. Z promieniowania J_0 komory I odbije się

teraz wstecz rJ_0+sJ_0, przejdzie do komory II-ej tJ_0. Z promieniowania J_0 komory II-giej przejdzie do I-szej komory tJ_0. Ogółem tedy komora I-sza daje J_0, odbiera napowrót $(r+s+t)J_0$, co czyni $(1-a)J_0$. Ona traci zatem aJ_0, w czem a oznacza zdolność pochłaniania płytki. Ażeby równowaga temperatur nie była naruszoną, stratę tę musi wyrównać płytka przez własne promieniowanie. Jeżeli tedy oznaczymy natężenie energji przez nią wysłanej, czyli jej emisję, przez J, to powinno być

$$J=aJ_0, \text{ albo inaczej}$$

$$\frac{J}{J_0}=a.$$

Ponieważ stosunek $\frac{J}{J_0}$ wyraża zdolność emisyjną płytki, widzimy stąd, że *zdolność emisyjna jakiegokolwiek ciała równa się jego zdolności absorbcyjnej w tejże samej temperaturze.*

Równość powyższa odnosi się nietylko do całości promieniowania, lecz także do każdego jednorodnego promieniowania (do każdej barwy) zosobna. Przekonamy się o tem, skoro wyobrazimy sobie, że otwór O jest przykryty płytką doskonale przeźroczystą dla jednej tylko barwy, czyto widzialnej, czy ciemnej, a zupełnie nieprzeźroczystą dla wszelkich innych (w przybliżeniu np. szkło czerwone). Równowaga temperatur obu komór utrzymywać się będzie wówczas tylko za pośrednictwem tego jedynego promieniowania, skąd wynika, że zdolność absorbcji musi być w każdem ciele równa zdolności emisji wobec tego właśnie promieniowania.

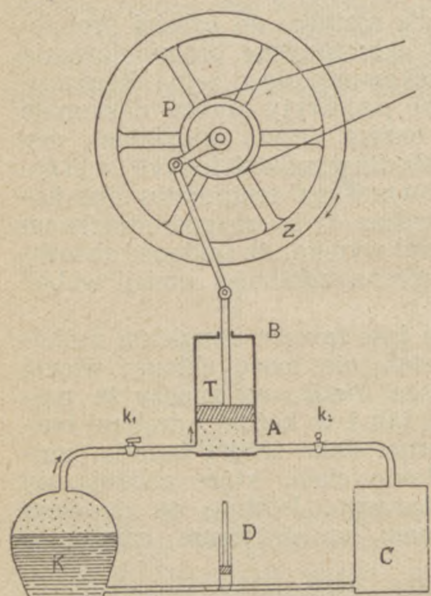
Skoro zdolność absorbcyjna jest zawsze ułamkiem mniejszym od jedności (gdyż żadne ciało nie może chłonąć więcej niż otrzymuje), przeto jest zawsze $J<J_0$, co znaczy że największą emisję zarówno ogólną, jak i w każdej odrębnej barwie, posiada ciało doskonale czarne. Jako źródła światła, najodpowiedniejszemi zatem będą takie ciała, które zbliżają się najwięcej do ciała doskonale czarnego. Istotnie np. źródłem światła w płomieniach świec, lamp są rozżarzone cząsteczki sadzy.

Ponieważ zatem emisja J_0 ciała doskonale czarnego w promieniach widzialnych jest równa zeru poniżej temperatury poczynającego się czerwonego żaru (około 500°) przeto żadne inne ciało nie może świecić poniżej tej temperatury, gdyż $J=aJ_0$. Wszystkie zatem ciała zaczynają świecić w tej samej temperaturze około 500°, jedne silniej (węgiel), inne słabiej (szkło), zależnie od wartości spółczynnika a (w świetle czerwonem i w temperaturze 500°).

ROZDZIAŁ VI.

Termodynamika.

188. Motory cieplne. Głównym powodem, dla którego w nauce ogólnej o energji (ust. 63) uznaliśmy, iż ciepło jest jedną z postaci energji, było to, iż z jednej strony praca mechaniczna może zamienić się na ciepło, a z drugiej, nawzajem, ciepło może być zamienione na pracę (na energję kinetyczną, potencjalną i t. d.).



Ryc. 185.

Ta druga zamiana jest istotnie zadaniem wszelkich t. zw. kalorycznych albo cieplnych motorów, z których najdawniejszym i najważniejszym jest machina parowa. Woda zagotowana w zamkniętym kotle wytwarza parę o wysokiej prężności, mocą której para, rozprężając się, może przezwyciężać wielkie opory zewnętrzne, a więc wykonywać pracę. Schematycznie rzecz uważając, każda machina parowa składa się z żelaznego zamkniętego kotła K (ryc. 185), z którego prowadzi się parę, po otworzeniu kurka k_1 do t. zw. cylindra AB, w którym poruszać się może naprzód i wstecz szczelnie przystający tłok T. Po otworzeniu innego kurka k_2 para znajduje następnie ujście z cylindra do zamkniętego, chłodzonego zimną wodą naczynia C, zwanego chłodnicą, gdzie ulega skropleniu na letnią wodę. Można sobie wyobrazić, że wodę tę wpędza się zpowrotem do kotła zapomocą pompki D.

Tłok T porusza się tam i napowrót czyli wykonywa t. zw. skoki, a to w następujący sposób. Przyjmijmy, że kurek k_2 jest zamknięty, a k_1 otworzono w chwili, gdy tłok znajduje się na dnie cylindra w A. Para o wysokiej prężności p, wywierając na tłok parcie $= pa$ (a pole tłoka), podnosi go do góry, przezwyciężając parcie atmosfery $= p_0 a$ (p_0 = ciśnienie atmosferyczne) i obracając równocześnie ciężkie koło rozpędowe Z, za pośrednictwem trzona i korby. Na tak zwanem kole pasowem P, osadzonem na tym samym, co koło rozpędowe, wale, założony jest rzemienny pas, łączący motor z machinami roboczemi, w których praca jego ma być zużytkowana (młyn, tartak, machina dynamo i t. p.).

Jeżeli wysokość cylindra oznaczymy przez l, wtedy praca wykonywana przez parę w tej części skoku tłoka będzie $p\,a\,l$. Praca ta zużywa się w części na przezwyciężenie ciśnienia atmosferycznego, mianowicie w ilości $p_0\,a\,l$, reszta w ilości $p\,a\,l - p_0 a\,l$ popędza koło Z. W chwili dojścia tłoka do końca B cylindra zamyka się kurek k_1, otwiera k_2. Machina uskutecznia to przestawianie kurków (albo suwaków) automatycznie, we właściwych chwilach — ruch jej nie ustaje ani na chwilę dzięki rozpędowi nabytemu przez koło Z. Po otwarciu kurka k_2 gorąca i gęsta para rozpręża się do chłodnicy C, gdzie skrapla się w większej części; jej prężność spada nagle do tej małej wartości p', jaka odpowiada temperaturze chłodnicy (np. do $\frac{7}{100}$ atmosfery, jeżeli temperatura ta wynosi około 40°). Tłok jest zatem pędzony teraz wstecz zewnętrznem ciśnieniem atmosferycznem. Ono wykonywa pracę $p_0\,a\,l$, która w części popędza dalej korbę koła Z, a w części zużywa się na przezwyciężenie malutkiej prężności pary w chłodnicy, mianowicie w ilości $p'a\,l$. Po ukończeniu jednego pełnego skoku tłoka, tam i z powrotem, zyskaliśmy zatem w machinie pracę $(p\,a\,l - p_0 a\,l) + (p_0 a\,l - p'a l) = (p - p')al$. Jeżeli skoków takich machina wykonywa n w jednostce czasu, wtedy praca dostarczona przez nią (machinom roboczym) w jednostce czasu, czyli dzielność motoru (ust. 60) wynosi:

$$K = n\,(p - p')\,al.$$

Przykład. Temperatura wody w kotle wynosi 140°, zatem prężność pary $p = 3{\cdot}6$ atmosfer $= 37200$ kilogramów na metr kwadratowy. Średnica tłoka niech będzie 40 *cm*, skok 60 *cm*, zatem $al = 0{\cdot}075$ metrów sześciennych. Temperatura chłodnicy $= 40°$, zatem $p' = 745$ kilogramów na metr kwadratowy. Jeżeli motor biegnie z szybkością 30 obrotów na minutę t. j. $^1/_2$ na sekundę, wtedy dzielność jego będzie:
$K = {}^1/_2\,(37260 - 745).\ 0{\cdot}075 = 1370$ kilogrammetrów na sekundę $= 18$ koni parowych.

Dzielność machiny parowej obliczona w ten sposób nazywa się teoretyczną albo *indikowaną*. W rzeczywistości na wał machiny przenosi się pracy cokolwiek mniej, z powodu, że dość znaczna część pracy wykonywanej przez parę zużywa się na

przezwyciężenie oporów tarcia w samej machinie (tarcie tłoka w cylindrze, osi koła w łożyskach i t. p.).

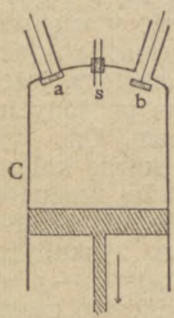
Opisany typ machiny parowej nosi nazwę *machiny o niskiem ciśnieniu*. Ciśnienie pary w kotle wynosi około 3-ech atmosfer. Wtedy korzystnem jest użycie chłodnicy: ciśnienie spada w niej znacznie, tak iż różnica ciśnień w kotle i chłodnicy — od której, jakeśmy to przed chwilą widzieli, zależy dzielność — jest duża.

W machinach parowych *o wysokiem ciśnieniu* para w kotle wytwarza się pod ciśnieniem 5—18 atmosfer, po wykonaniu pracy wypuszcza się ją wprost do otaczającego powietrza, o ciśnieniu atmosfery. Różnica ciśnień jest już tak znaczna, że chłodnica staje się zbędną.

Innym typem machiny parowej jest *parowa turbina*. Żeby uniknąć strat pracy na pokonanie tarcia (w tłoku i t. p.) wytwarza się strumień pary o wysokiem ciśnieniu i skierowywa się go na obwód koła turbinowego: przez uderzenie pary o łopatki odpowiedniego kształtu, ustawione na obwodzie tego koła, zostaje ono wprawione w bardzo szybki obrót. Niema tu zatem cylindra ani tłoka ani koła rozpędowego.

W rozpowszechniających się coraz więcej *motorach wybuchowych* substancją pracującą nie jest para wodna, lecz np. para benzyny, gaz świetlny i t. p. Wprowadza się ją do cylindra motoru wraz z powietrzem. W stosownej chwili wywołuje się wybuch tej mieszaniny, np. przez iskrę elektryczną. Wybuchowi towarzyszy silny wzrost ciśnienia, które porusza tłok.

Rycina 186 przedstawia schematycznie cylinder motoru wybuchowego t. zw. *czterotaktowego*. Działanie takiego motoru posiada cztery stadja. — W pierwszem stadjum koło zamachowe motoru ciągnie — kosztem energji kinetycznej poprzednio w niem zamagazynowanej — tłok nadół. Wskutek zmniejszenia się ciśnienia w cylindrze *C* otwiera się wówczas wentyl *b*, przez który wchodzi do cylidra mieszanina wybuchająca. W drugiem stadjum tłok idzie do góry i ściska mieszaninę. Gdy tłok dochodzi do góry, w *s* przeskakuje iskra i następuje wybuch: koło zamachowe nabiera nowego rozpędu w stadjum 3, podczas którego prężność gazów posuwa tłok nadół. Wreszcie w stadjum 4-em tłok idzie znowu do góry; wentyl *a* jest teraz otwarty i produkty spalenia zostają przezeń nazewnątrz usunięte.



Ryc. 186.

Widać zatem, że praca zostaje wytwarzana tylko w trzeciem stadjum. W innych przeciwnie zużywa się kosztem energji koła rozpędowego.

189. Pierwsza zasada termodynamiki. Rozważając działanie machiny parowej w świetle zachowania energji, winniśmy postawić sobie pytanie, z jakiego źródła pochodzi praca przez machinę wykonana, jakie znaczenie ma w niej para wodna, czy nie możnaby jej zastąpić parą jakiej innej cieczy i t. p.

Naprzód wypada zwrócić uwagę na to, że podczas ruchu machiny woda nie zużywa się wcale. Można bowiem, jak już wspomniano, wyobrazić sobie, że woda skroplona w chłodnicy w temperaturze t' zostaje, po odpowiedniem podgrzaniu do temperatury kotła, wprowadzoną napowrót do niego. W teorji przynajmniej machinę możnaby pędzić nieustannie tą samą ilością wody.

Podczas każdego obiegu machiny ta ilość wody ulega sze-

regowi przemian stanu, temperatury, prężność i objętości, wkońcu jednak powraca pod każdym względem do stanu początkowego. Tego rodzaju przemiany nazwaliśmy (ust. 62) *zjawiskami zamkniętemi.*

Woda zatem nie dostarcza machinie energji. Skąd ta energja się bierze, na to dają nam odpowiedź pomiary wykonane przez Hirna na wielkiej 100 konnej machinie parowej. Żeby zrozumieć zasadę tych pomiarów, przypomnijmy sobie przemiany, jakim ulega woda w czasie jednego obiegu machiny. Za każdym obiegiem pewna ilość wody, którą można zważyć (m kilogr.), paruje w kotle. W tej przemianie woda pochłania mr kaloryj ciepła, w czem r jest ciepłem parowania w temperaturze kotła t. Po złączeniu cylindra z chłodnicą para przechodzi do niej; skraplając się tu, oddaje pewną ilość ciepła Q'. Ciepło to łatwo jest zmierzyć, gdyż ono idzie na ogrzanie strumienia wody, utrzymującego chłodnicę w stałej temperaturze. Wreszcie do ciepła pobranego przez machinę należy dodać jeszcze ciepło, potrzebne do ogrzania z powrotem wody skroplonej w chłodnicy (w temperaturze t'), gdy wraca do kotła; ciepło to wynosi $m(t-t')c_w$ kaloryj. Ogółem tedy w tem zjawisku zamkniętem woda pobrała ilość ciepła $Q=mr+m(t-t')c_w$, oddała zaś chłodnicy ilość Q'. Otóż Hirn przekonał się, że Q jest zawsze większe od Q', że zatem w każdym obiegu machiny zużywa się, znika ilość ciepła $Q-Q'$. Jednocześnie z temi pomiarami cieplnemi Hirn mierzył całkowitą pracę wykonaną przez parę w czasie jednego obiegu. Z porównania ciepła straconego $Q-Q'$ z pracą zyskaną L okazało się, że te wielkości są wzajemnie równoważne, że wzamian za każdą zużytą kalorję ciepła motor wytwarza 427 kilogrammetrów pracy.

Do tej samej liczby zwanej dynamicznym równoważnikiem ciepła, doszedł, jak wiemy, Joule zapomocą doświadczeń, w których dokonywa się zamiana odwrotna pracy na ciepło.

Widać tedy, że w machinie parowej substancja pracująca ma znaczenie zupełnie podrzędne: ona pośredniczy tylko w przemianie ciepła na pracę; przemiana ta jest właściwą i istotną funkcją machiny.

Bez względu na urządzenie i rodzaj substancji pracującej do każdej takiej machiny stosować się musi prawo równoważności wyrażone wzorem:

$$L=J(Q-Q'),$$

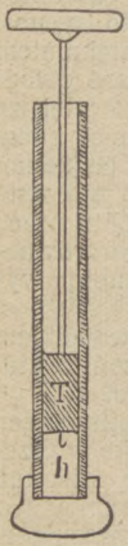
prawo zwane w tem zastosowaniu pierwszą zasadą termodynamiki. W każdem zjawisku zamkniętem termodynamicznem (t. j. w takiem, w którem wchodzą w grę wyłącznie energja mechaniczna i cieplna) ilość wytworzonej pracy jest równoważna ilości zużytego ciepła i naodwrót.

Bez względu na rodzaj przemiany i substancji pracującej stosunek pracy do ciepła równa się zawsze dynamicznemu równoważnikowi J = 427 kilogrammetrów na kalorję.

Wyobraźmy sobie, że koło rozpędowe machiny, przedstawionej na ryc. 185 jest obracane innym jakim motorem i że w stadjum, gdy tłok idzie do góry, kurek k_1 jest zamknięty, a kurek k_2 otwarty. Przeciwnie znowu, gdy tłok idzie nadół, kurek k_1 jest otwarty, a k_2 zamknięty.

Łatwo zrozumieć, że działanie machiny będzie w tych warunkach odwrotne względem poprzedniego. Za każdym obiegiem będzie zużyta pewna ilość pracy. Pewną ilość ciepła straci chłodnica, pewną znowu ilość zyska kocioł; w ogólnym jednak bilansie wytworzy się pewna ilość ciepła, ściśle równoważna zużytej pracy (427 kilogrammetrom pracy zużytej odpowiada 1 kalorja).

W machinie działającej w powyższy sposób można chłodnicę ciągle ziębić. Znajduje to zastosowanie *w machinach ziębiących*. Substancją czynną bywa w nich zamiast wody skroplony amonjak lub SO_2. Role kotła i chłodnicy spełniają rury zwinięte spiralnie, zanurzone w naczyniach np. z wodą. Jedno z tych naczyń ziębnie (wodę można zamrozić), drugie się grzeje.



Ryc. 187.

190. Energja wewnętrzna. Czy jednak we wszystkich przypadkach, gdy wskutek wykonania pracy pojawia się ciepło, mamy prawo uważać to ciepło za równoważnik wykonanej pracy? Weźmy np. gaz jaki, zamknięty w walcu pod szczelnym tłokiem T (ryc. 187). Ściśnijmy ten gaz silnie przez nagłe wtłoczenie tłoka. Gaz ogrzeje się tak znacznie, że kawałeczek lontu h umocowany pod tłokiem rozżarzy się *(krzesiwo pneumatyczne)*. Odbierzmy mu ciepło wywiązane Q i zmierzmy je kalorymetrem, sprowadzając gaz do pierwotnej temperatury. Czy ciepło to będzie równoważne wykonanej przez nas pracy L? Zwracamy uwagę, że gaz jest teraz silnie zgęszczony. Możliwą byłoby zatem rzeczą, że część naszej pracy została zużytą na zmianę wewnętrznego ustroju tego gazu. Udzieliliśmy mu L jednostek pracy, odebraliśmy JQ jednostek energji w postaci ciepła, gaz zatrzymał tedy różnicę $L - JQ$ i o tyle powiadamy, zwiększyła się jego *wewnętrzna energja*. Gdyby ciepło wywiązane było równoważne pracy L, znaczyłoby to, że $L - JQ = 0$, t. j. że energja wewnętrzna gazu, mimo jego zgęszczenia, nie zmieniła się wcale.

Istotnie, podobnie jak gazy rozgrzewa się większość ciał wskutek zgęszczenia. Są jednak i takie, które przez zgęszczenie się oziębiają. Np. woda, w temperaturze niższej od 4^0, zgęszczona, oziębia się odrobinę; okazał to naprzód Joule za pomocą czułego termometru. Żeby ją sprowadzić do pierwotnej temperatury, należy udzielić jej jeszcze pewnej ilości Q ciepła. Widocznem jest tedy, że przechodząc w stan zgęszczony woda bierze i pracę

i ciepło: energja jej wewnętrzna koniecznie tedy wzrasta. Zmieniając swój wewnętrzny molekularny ustrój, ciała mogą zatem nagromadzić w swem wnętrzu energję, zwaną dlatego właśnie *energją wewnętrzną*.

Tak widocznie woda, która pochłonęła znaczną ilość ciepła, zamieniając się na parę, posiada w stanie pary znaczny zapas energji wewnętrznej (z której korzystamy, ogrzewając parą mieszkania). Dynamit jest zbiornikiem ogromnej ilości energji wewnętrznej, którą oddaje wybuchając (t. j. przekształcając chemicznie swój wewnętrzny ustrój) w postaci ciepła i pracy.

191. Zjawiska adiabatyczne. Zmiany temperatury podobne do tych, jakie opisaliśmy wyżej, są *odwracalne*: ciało, które rozgrzewa się wskutek zgęszczenia, oziębia się, gdy pozwolimy mu rozprężyć się nagle. Oziębianie się powietrza wskutek rozrzedzenia łatwo jest okazać zapomocą czułego termoskopu metalowego, umieszczonego pod dzwonem pompy pneumatycznej.

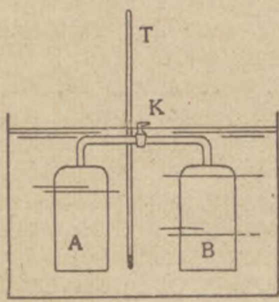
Ażeby te zmiany temperatury występowały wydatnie, należy zgęszczenia albo rozrzedzenia uskuteczniać szybko, nagle. W przeciwnym razie przewodzenie ciepła ku ścianom naczynia wyrównałoby je szybko. Zmiany tego rodzaju, w których staramy się zapobiec wszelkiej wymianie ciepła z otoczeniem, nazywają się *zjawiskami adiabatycznemi*.

Oziębianie się gazów wskutek adiabatycznego rozprężenia jest główną przyczyną tego faktu, że temperatura powietrza obniża się, gdy od powierzchni ziemi wznosimy się do góry. Nawet w upalne dni letnie, w wysokości paru tysięcy metrów nad ziemią, panuje temperatura bardzo niska. Istotnie, ilekroć cząstki powietrza, mieszane nieustannie wiatrami, wznoszą się do góry w warstwy niższego ciśnienia, oziębiają się, wskutek rozprężenia adiabatycznego; spadając nadół, ogrzewają się. Tem ogrzewaniem się tłumaczy się także wysoka temperatura t. zw. wiatrów halnych, spadających ze szczytów gór w doliny. Wskutek adiabatycznego oziębiania się powietrza, wznoszącego się do góry, para wodna zawarta w powietrzu może się skroplić i utworzyć chmurę, a potem deszcz. Tem się tłumaczy, dlaczego zniżka barometryczna, której towarzyszy prąd powietrza do góry, zwykle pociąga za sobą niepogodę.

192. Energja wewnętrzna gazów. Energja wewnętrzna gazu zgęszczonego adiabatycznie i wskutek zgęszczenia rozgrzanego jest oczywiście zwiększona, o tyle właśnie, ile mu udzielono pracy podczas zgęszczenia. Skoro jednak ostudzimy go do temperatury, jaką miał pierwotnie, odejmując Q jednostek ciepła, energja jego zmniejszy się o JQ jednostek. Jaka będzie wówczas jej wartość? Joule wykonał doświadczenie, z którego wynika, że i energja gazu wróci wtedy bardzo przybliżenie do pierwotnej wartości, t. j. że ciepło oddane jest równoważne pobranej pracy: $JQ=L$, a więc, że *energja gazu nie zmienia się, gdy go*

zgęszczamy, utrzymując jednocześnie w temperaturze stałej. Doświadczenie wykonane było, jak następuje.

W kalorymetrze wodnym zanurzone są dwa metalowe zbiorniki *A* i *B*, połączone rurą, z zamykającym ją kurkiem *K* (ryc. 188). Zbiornik *A* nabity jest powietrzem zgęszczonem (do dwudziestu kilku atmosfer), *B* jest pusty. Otwieramy kurek; gaz rozpręża się do objętości podwójnej $A+B$; śledzimy zmianę temperatury w kalorymetrze. Doświadczenie okazuje, że ona nie zmienia się wcale. Gaz tedy rozprężył się, podwoił swą objętość, pracy jednak nie wydał na zewnątrz żadnej, gdyż rozprężył się w naczyniu zamkniętem, nie oddał też wcale ciepła otaczającej go wodzie. Energja jego wewnętrzna przeto nie zmieniła się, mimo znacznej zmiany gęstości.



Ryc. 188.

I rzeczywiście, gdybyśmy doświadczenie z krzesiwem pneumatycznem wykonali w kalorymetrze, mierząc jednocześnie pracę *L*, użytą na zgęszczenie gazu i oddane przezeń ciepło *Q*, okazałoby się, że bardzo przybliżenie jest $L=JQ$.

Dziwnem jednak może się wydawać. że gaz zgęszczony do kilkudziesięciu atmosfer nie ma w sobie żadnej nadwyżki energji wewnętrznej. Wszakże rozprężając się może wykonywać znaczną pracę, np. w strzelbach zwanych wiatrówkami wyrzuca kulę. Nie przeczy to bynajmniej zasadzie zachowania energji. Jeżeli bowiem rozpręża się nagle (adiabatycznie), to *oziębia się silnie* (t. j. traci ciepło, w ilości właśnie równoważnej wykonanej pracy). Jeżeli zaś rozpręża się tak wolno, że temperatura jego pozostaje niezmienioną, to całe ciepło, znowu równoważne pracy, bierze z otoczenia (ze ścian zbiornika i t. d.).

Prawo Joul'a o niezależności energji wewnętrznej gazów od gęstości nie jest bezwzględnie ścisłem. Większość gazów, rozprężając się w warunkach doświadczenia Joule'a (ryc. 188), lekko się oziębia (zjawisko Joule'a — Kelvina). W ust. 172. pokazaliśmy, że istnieje metoda skraplania gazów, polegająca na tem właśnie zjawisku oziębiania wskutek rozprężenia.

193. Ciepło właściwe gazów. Z prawa Joule'a wynika odrazu, że ciepło właściwe gazów w objętości stałej musi być mniejsze, aniżeli ciepło właściwe pod stałem ciśnieniem (por. ust. 154). W pierwszym bowiem przypadku ciepło dostarczone gazowi, ogrzewając go zużywa się wyłącznie na powiększenie jego energji wewnętrznej. W drugim razie gaz rozszerza się wbrew zewnętrznemu ciśnieniu, wykonywa więc nadto pracę. W tym drugim przypadku zwiększenie energji wewnętrznej jest toż samo, co w pierwszym, albowiem według prawa Joule'a zachodząca tu zmiana objętości nie wpływa wcale. Z tego wy-

nika, że ogrzewanie gazu pod stałem ciśnieniem zużywa właśnie o tyle więcej ciepła, aniżeli ogrzewanie w stałej objętości, ile odpowiada pracy zewnętrznej, wykonanej przez gaz podczas rozszerzania się. Ponieważ pracę tę można z łatwością obliczyć, łatwo jest też znaleźć związek między obydwoma rodzajami ciepła właściwego gazów.

Oznaczmy w tym celu przez c_p ciepło właściwe gazu pod stałem ciśnieniem (wyrażone w kalorjach na kilogram i *st. C.*), przez c_v — w stałej objętości i wyobraźmy sobie, że masę m kilogramów gazu ogrzewamy o t^0. Jeżeli objętość będzie przytem stałą, to trzeba dostarczyć mc_vt kaloryj ciepła; o tyleż wzrośnie energja wewnętrzna. Natomiast jeżeli ogrzewanie odbywa się pod stałem ciśnieniem p, gaz pochłonie mc_pt kaloryj; z tego przypadnie jak pierwej mc_vt na wzrost energji wewnętrznej, reszta zaś $m(c_p-c_v)t$ kaloryj, albo $Jm(c_p-c_v)t$ kilogrammetrów — na pracę przy pokonywaniu zewnętrznego ciśnienia p.

Żeby znaleźć tę pracę, zważmy, że gaz ogrzewany o t stopni rozszerza się o αtv_0, w czem v_0 oznacza objętość w 0^0. Łatwo okazać, że praca, wykonana na przezwyciężenie ciśnienia p, wynosi $p\alpha tv_0$. Istotnie, wyobraźmy sobie, że gaz zamknięty jest pod tłokiem w naczyniu cylindrycznem, o przekroju a i że tłok przy rozszerzaniu posuwa się o l. Wtedy praca równa się $pa\times l=p\times al=p\alpha tv_0$.

Z porównania pracy i ciepła wynika zatem równanie:

$Jm(c_p-c_v)t=p\alpha tv_0$, skąd mamy: $c_v=c_p-\frac{p\alpha v_0}{Jm}$.

Ciepło właściwe c_p znane jest z doświadczenia (ust. 154); wzór ostatni pokazuje, że można obliczyć c_v. Weźmy jako przykład powietrze $\left(c_p=0{\cdot}237\ \frac{kalorja}{kgr\times st.\ C.}\right)$; w przypadku powietrza w warunkach normalnych jest $\frac{v_0}{m}=0{\cdot}7732\ \frac{m^3}{kgr}$. Ciśnienie atmosfery wynosi $p=10330\ \frac{Kg}{m^2}$, zatem jest $c_v=0{\cdot}237-$

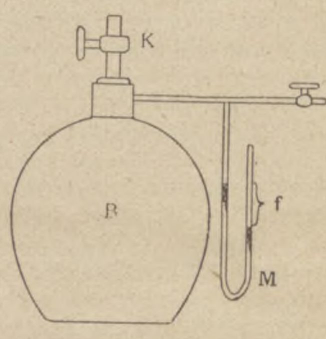
$$\frac{10330\times 0{\cdot}7732}{273\times 427}=0{\cdot}17\ \frac{kalorja}{kgr\times st.\ C.}=\frac{gr\,st.}{gr\times st.\ C.}$$

Ciepło właściwe pod stałem ciśnieniem jest zatem rzeczywiście większe od ciepła właściwego w stałej obtętości; stosunek $\frac{c_p}{c_v}$ wynosi w przypadku powietrza około 1·4. Stosunek ten, który zwykle oznacza się literą k, znajduje ważne zastosowanie zarówno teoretyczne jak praktyczne; dlatego postarano się o wynalezienie metod doświadczalnych, które pozwalają zmierzyć go dokładnie.

Jedną z tych metod można zrozumieć na podstawie znalezionego dopiero co związku; można go napisać w postaci $\frac{c_p}{c_v} = 1 + \frac{p\alpha v_0}{Jmc_v}$. Otóż wyraz $\frac{pv_0}{273\ Jmc_v}$ oznacza przyrost temperatury, jaki zachodzi, jeżeli gaz ściśniemy nagle o $\frac{v_0}{273}$ zapomocą ciśnienia p. Istotnie znaleźliśmy przed chwilą, że praca potrzebna na uskutecznienie tej zmiany wynosi $\frac{pv_0}{273}$. Praca ta wywiązuje ciepło w ilości $\frac{pv_0}{273\ J}$, które idzie na ogrzanie masy m gazu. Przyrost temperatury sprawiony tem ciepłem równa się $\frac{\text{ilość ciepła}}{\text{ciepło wł.} \times \text{masa}}$ $= \frac{pv_0}{273\ Jmc_v}$. Jeżeli zatem zmierzymy doświadczalnie liczbę ϑ stopni, o jaką gaz się ogrzeje, możemy stosunek k wyznaczyć ze związku

$$k = \frac{c_p}{c_v} = 1 + \vartheta.$$

W celu wyznaczenia ϑ posługujemy się przyrządem Clément'a i Desormes'a, przedstawionym na ryc. 189. Składa się on z dużego szklanego balonu B, opatrzonego kurkiem K i manometrem M. Na początku doświadczenia rozrzedzamy nieco powietrze w balonie i zamykamy kurek; manometr wskazuje zniżkę f ciśnienia gazu w porównaniu z ciśnieniem atmosfery. Jeżeli przez nagły obrót kurka połączymy na krótką chwilę balon z atmosferą, nastąpi zgęszczenie gazu, przez co temperatura jego podniesie się cokolwiek, a prężność zrówna się z ciśnieniem atmosferycznem. W końcu, gdy powstałe ciepło rozproszy się w otoczeniu, temperatura gazu wróci napowrót do wysokości pierwotnej, wskutek czego prężność nieco spadnie. Otóż ze zniżki początkowej i końcowej można już obliczyć ϑ (w szczegóły rachunku nie wchodzimy), a zatem znaleść wartość k. Najdokładniejsze pomiary tego rodzaju zawdzięczamy Röntgenowi, który znalazł, że w powietrzu k=1·405.



Ryc. 189.

Okazało się z doświadczenia, że dla tych gazów, których cząsteczki składają się z jednego tylko atomu (para rtęci, hel, argon i t. d.), wartość stosunku k wynosi $\frac{5}{3}$ = 1·66. Im wyższą jest liczba atomów w cząsteczce, tem mniejsze jest k, skąd teorja molekularna wyprowadza wniosek, że ciepło udzielone gazowi zużywa się w części na powiększenie ruchu cząsteczek w całości, w części zaś na powiększenie energji samychże cząsteczek.

Inna metoda wyznaczenia k polega na zmierzeniu prędkości głosu w badanym gazie. Wspomnieliśmy w akustyce (patrz ust. 122) że prędkość głosu c określona jest równaniem $c = \sqrt{\frac{kp}{d}}$. Iloczyn kp ma tu znaczenie modułu sprężystości przy nagłych zmianach gęstości i prężności, jakie towarzyszą fali głosowej. Zmiany te wywołują perjodyczne wahania temperatury gazu, wahania tak szybkie, że temperatura nie może się wyrównać z temperaturą otoczenia. Zmiany te są zatem *adiabatyczne*, zaś moduł

kp (k jest właśnie stosunkiem $\frac{c_p}{c_v}$) zwie się modułem *sprężystości adiabatycznej*.

Jeżeli zatem zmierzymy c (najlepiej zapomocą metody Kundta ust. 120) przy znanem ciśnieniu p i gęstości d, możemy obliczyć k. Znaleziono np., że prędkość głosu w powietrzu w 0^0, pod ciśnieniem jednej atmosfery $\left(1033 \times 981 \frac{dyn}{cm^2}\right)$ wynosi $33175 \frac{cm}{sek}$. Ponieważ gęstość normalna powietrza równa się $0{\cdot}001293 \frac{gr}{cm^3}$, znajdujemy z powyższego wzoru $k=1{\cdot}40$.

194. Źródła ciepła. Ciepło, jako jedna z form energji, może być otrzymane z jakiejkolwiek innej formy energji. Na ciepło zatem może się zamienić np. energja kinetyczna (podczas uderzania się ciał niesprężystych, podczas ich tarcia się, np. w zjawisku spadania meteorytów przez atmosferę ziemi i t. p.). Ciepło można też otrzymywać kosztem energji elektrycznej (piorun) i t. d. Najważniejszemi jednak dla ziemi źródłami ciepła są energja chemiczna i promieniowanie słońca.

a) Energja chemiczna. Znaczna ilość ciał, wchodząc w związek chemiczny z sobą, wydaje wielkie stosunkowo ilości ciepła, np. wodór albo węgiel paląc się w tlenie. Przed odbyciem się takiej reakcji ciała były widocznie bogatsze w energję, niż po niej; nadwyżkę oddały w postaci ciepła. W tem znaczeniu powiadamy, że ciała zdolne do przeobrażeń chemicznych są zbiornikami energji chemicznej. Niewszystkie jednak reakcje chemiczne połączone są z wydawaniem ciepła. Te reakcje podczas których ciepło bywa wydawane, nazywają się *egzotermiczne*. Są jednak reakcje, zwane *endotermicznemi*, w których, przeciwnie, ciepło bywa pobierane z zewnątrz; przykładem najpospolitszym są zjawiska rozpuszczania się soli w wodzie i t. p.

Nie jesteśmy w stanie określić bezwzględnej ilości energji zawartej ogółem w ciałach, czyto przed, czy po reakcji. Doświadczenie pouczyć nas może jedynie, o ile zawartość jej zmniejszyła się lub wzrosła w czasie reakcji. Badań takich dokonywa się w kalorymetrze, o czem była mowa w ust. 151. Zapomocą takich badań przekonano się np., że jeden gram węgla, łącząc się z tlenem, przy całkowitem spaleniu na bezwodnik węglowy, wydziela 8138 gramstopni ciepła. Jest to tak zwane ciepło spalenia węgla; przedstawia ono różnicę między energją wewnętrzną zawartą pierwotnie w jednym gramie węgla łącznie z 2·667 gramami tlenu, potrzebnemi do spalenia, wziętemi np. w temperaturze zwyczajnej, a energją wewnętrzną dwutlenku węgla utworzonego przez spalenie, uważanego w tej samej temperaturze. Dla porównania wartości opałowej różnych ciał podajemy następującą tabliczkę ciepła spalenia w gramstopniach na gram substancji:

węgiel czysty	8138
„ brunatny	6400

drzewo około	2900
nafta	11400
gaz świetlny	10600
wodór	34200.

Określeniem różnic energji chemicznej ciał, ulegających reakcjom chemicznym, zajmuje się t. zw. *termochemja*. W nauce tej wyrażamy zmiany energji zapomocą równań termochemicznych, w których znaki chemiczne oznaczają nietylko masy ciał wchodzących w reakcję, lecz także ich energję wewnętrzną. Przytem zazwyczaj masy ciał, biorących udział w reakcji, wyraża się nie w gramach, lecz w cząsteczkach lub atomach gramowych (ust. 99). Jeżeli zatem znakiem C oznaczymy 12 *gr* węgla, a zarazem jego energję wewnętrzną, znakiem CO_2 energję zawartą w 44 *gr* bezwodnika węglowego tej samej temperatury, wówczas równanie termochemiczne spalenia węgla będzie następujące:

$$C + O_2 = CO_2 + 97656 \text{ gramstopni},$$

gdyż istotnie 12×8138=97656.

Podobnież mamy według tego samego sposobu pisania:

$H_2 + O = H_2O + 68400$

$Zn + O = ZnO + 85200$

$Zn + H_2SO_4$ (rozcieńcz.) $= ZnSO_4$ w roztw. $+ H_2 + 37600$

$H + Cl = HCl + 22000$ i t. d.

W tych równaniach, prócz ciepła wywiązanego, uwzględnia się także pracę wykonaną nazewnątrz, np. przeciw ciśnieniu atmosferycznemu, jeżeli w reakcji zachodzą znaczne zmiany objętości, co zdarza się zresztą tylko w przypadku wywiązywania się gazów.

Ilość oswobodzonej energji chemicznej zależy tylko od stanu danych ciał przed odbyciem się reakcji i od ich stanu końcowego, gdyż ona przedstawia różnicę energji w obu tych stanach. Jeżeli zatem przejście od pewnego stanu początkowego do danego stanu końcowego daje się uskutecznić zapomocą różnych reakcyj chemicznych, to ilość energji wywiązanej będzie zawsze ta sama (prawo *Hessa* 1840 r.). Prawo to jest oczywiście niczem innem, jak zastosowaniem zasady zachowania energji do zjawisk termochemicznych. Weźmy jako przykład węgiel i tlen w ilościach potrzebnych do utworzenia cząsteczki gramowej bezwodnika węglowego. Możemy węgiel spalić wprost na bezwodnik węglowy, według wzoru $C + O_2 = CO_2 + 97656$. Ograniczywszy zaś dostęp tlenu, można węgiel spalić naprzód na tlenek węgla CO, a następnie to ciało gazowe spalić w pozostałym tlenie na bezwodnik węglowy.

Reakcja składa się w tym razie z dwu stopni:

$$C + O = CO + 29656$$

$$CO + O = CO_2 + \underline{68000}$$

$$97656$$

Produkt reakcji będzie w obu razach ten sam, zarówno co do ustroju chemicznego jak też co do stanu skupienia i temperatury, przeto uwalnia się też ta sama ilość energji chemicznej.

b) Promieniowanie słońca. Wspomnieliśmy już w ust. 66, że promieniowanie słońca jest wyłącznem niemal źródłem wszelkich zapasów energji na ziemi; w ust. 180 zaś okazano, jak się je mierzy. Skąd się bierze energja samego słońca, jest rzeczą poniekąd sporną dotychczas. Zastanawia to, że pomimo olbrzymiej ilości energji promieniowanej nieustannie, nie dostrzeżono w czasach historycznych zwątlenia tego głównego dla nas ogniska ciepła. Niektórzy sądzą, że ono zasila się energją kinetyczną meteorytów, spadających nań ze wszystkich stron wszechświata. Helmholz zwrócił uwagę, że kurcząc się odrobinę wskutek ostygania, zasila się własną swoją energją grawitacyjną, spada niejako samo na siebie. W ostatnich czasach odkrycie radu, pierwiastka wywiązującego nieustannie ciepło, kosztem własnej energji atomowej, wskazało nowe źródło ciepła, z którego korzysta zarówno ziemia, jak słońce.

195. Druga zasada termodynamiki. We wszelkich przeobrażeniach energji sprawdza się ściśle prawo zachowania, t. j. tyle powstaje zawsze kilogrammetrów jednej postaci energji, ile innych znika. Innem jest jednak pytanie, o ile wogóle przemiana jednej postaci w drugą jest praktycznie możliwa. Sprawdziliśmy np., że energja mechaniczna może się zamienić zawsze całkowicie na energję cieplną (przez tarcie, uderzenie i t. p.). Możliwą jest także zamiana odwrotna, np. w machinie parowej i o ile ona się odbywa, ilość wytworzonej energji mechanicznej jest ściśle równoważna zużytej ilości ciepła. Jednakże jak mały stosunkowo ułamek dostarczonego machinie parowej ciepła zostaje rzeczywiście zamieniony na pracę! Doświadczenie okazało, że w dobrze urządzonej machinie parowej uzyskanie pracy 1-go konia w ciągu godziny, t. j. $75 \times 60 \times 60 = 270000$ kilogrammetrów, wymaga spalenia około 1 kilograma węgla, co daje okrągło $8000 \times 427 = 3416000$ kilogrammetrów. W rzeczywistości machina przetwarza zatem na pracę $\frac{270000}{3416000} = \frac{1}{13}$ albo 8% dostarczonego ciepła. Motor gazowy jest korzystniejszy: zamienia na pracę około 30% dostarczonego ciepła; reszta marnuje się bez użytku, rozpraszając się w otaczających ciałach jako ciepło niskiej temperatury.

Zachodzi pytanie, czy nie możnaby w dalszym ciągu użyć tego rozproszonego ciepła do pędzenia motorów cieplnych. Byłoby to rzeczywiście możliwe, gdybyśmy rozporządzali machiną, w której para mogłaby się skraplać w chłodnicy oziębionej do jakiej niższej jeszcze temperatury, np. za pomocą stałego bezwodnika węglowego. Nie zapominajmyż jednakże, że dostar-

czanie ustawiczne tego środka wymagałoby znowuż użycia motoru.

O ile jednak rozporządzamy tylko zwyczajną temperaturą otoczenia, to widocznem jest, że motory cieplne będą pracować tylko wtedy, gdy będziemy je zasilali ciepłem o temperaturze wyższej od temperatury otoczenia.

Proste to spostrzeżenie Clausius i Kelvin podnieśli do rzędu pewnika naukowego, zwanego drugą zasadą termodynamiki: *żaden motor termodynamiczny ani żadne inne podobne urządzenie, pracujące na koszt ciepła w przemianach zamkniętych, nie może zamieniać ciepła na pracę, jeżeli źródło dostarczające mu ciepła nie posiada temperatury wyższej od najchłodniejszego ciała w otoczeniu.*

Zaprzeczywszy tej zasadzie, doszlibyśmy do wniosków sprzecznych z doświadczeniem. Możnaby wtedy np. pędzić motory ciepłem wziętem z otoczenia, z powietrza, z ziemi, z morza, wyziębić zatem cały wszechświat i przeobrazić jego energję cieplną w energję mechaniczną.

196. Rozpraszanie energji. Najzwyklejsze doświadczenia uczą, że tak się nigdy nie dzieje, a przeciwnie, zapasy energji rozproszone w postaci ciepła w ciałach niskiej temperatury, praktycznie biorąc, są bez wartości. Owóż znowu doświadczenia codzienne uczą, że do tego zbiornika bezwartościowej energji spływają nieustannie wszelkie inne, cenniejsze jej odmiany. Tak np. energja mechaniczna, w postaci czyto energji kinetycznej, czy potencjalnej, dąży zawsze do zaniku i zamienia się z biegiem czasu na ciepło. Podobnież energja elektryczna, promienista i t. d. okazują również stałe dążenie do przemiany ostatecznej na ciepło. Wyobraźmy sobie tedy jakikolwiek układ materjalny, obdarzony początkowo zapasami różnych form energji. Z biegiem czasu one zamienią się wszystkie na ciepło, a ciepło to przez przewodzenie, promieniowanie i t. p. rozproszy się, wyrównywując wszelkie różnice temperatury. Wtedy zaś, wedle drugiej zasady, żaden motor cieplny nie będzie już zdolny tego ciepła przeistoczyć wstecz na inne, wyższe formy energji. Wszelkie zjawiska muszą w takim układzie ustać. Wniosek ten nosi nazwę zasady *rozpraszania się energji* (Kelvin 1852 r.).

CZĘŚĆ IV.

Fizyka cząsteczkowa.

197. Hipoteza atomowa. Ciała jednolite tego rodzaju jak szkło, woda albo powietrze wypełniają zajmowaną przez siebie przestrzeń całkowicie, bez luk ani przerw, a więc w sposób ciągły. Wbrew temu oczywistemu pozorowi utrzymuje się w nauce od niepamiętnych czasów przekonanie, że materja nie jest ciągła, lecz składa się z niezmierzonej liczby odrębnych cząsteczek, między któremi znajduje się przestrzeń pusta. Cząsteczki te jednak są tak małe i tak gęsto rozsiane, że wobec niedostateczności naszych zmysłów, nawet uzbrojonych w najpotężniejsze mikroskopy, oddzielnie dostrzec ich nie możemy, a to, co spostrzegamy, jest zawsze wynikiem współdziałania wielkiej ich liczby. Podobnież mur wystawiony z cegły składa się z oddzielnych brył gliny, wapna i piasku, a zdaleka wyda się nam masą ciągłą.

Pogląd ten zyskał sobie uznanie w naukach ścisłych wtedy dopiero, gdy Dalton okazał, że hipoteza powyższa nadaje się do wyjaśnienia tworzenia się związków chemicznych. Wystarcza mianowicie przyjąć, że tak zwane *pierwiastki*, t. j. ciała nie dające się rozłożyć na składniki prostsze żadnemi ani fizycznemi ani chemicznemi działaniami, składają się z niezmiennych, równych między sobą cząsteczek, zwanych *atomami*. Atomów tych, różnych między sobą ciężarem, wielkością i t. d. jest tyle rodzajów, ile chemja odróżnia pierwiastków. Związki chemiczne powstają przez kojarzenie się z sobą tych atomów w zbiorowiska większe, zwane *cząsteczkami* albo *molekułami*. Każdy zatem jednorodny związek chemiczny, a nawet i każdy pierwiastek (gdyż i atomy jednakowe mogą łączyć się z sobą w cząsteczki) jest zbiorowiskiem, mniej lub więcej ścisłem, zależnie od stanu skupienia, takich właśnie cząsteczek. W każdy związek atom wchodzi jako niezmienna całość i przy rozkładzie związku niezmieniony znowu się uwalnia. Stąd wynika prawo zachowania masy wśród reakcyj chemicznych, tudzież oba zasadnicze prawa chemji,

znane pod nazwą praw stosunków stałych i stosunków wielokrotnych.

Należy jednak nadmienić, że w najnowszych czasach poznano zjawiska, które zdają się wskazywać, że atomy niektórych pierwiastków (uran, rad, polon i inne) mogą rozpadać się *samodzielnie* na atomy prostsze, odpowiadające nowym pierwiastkom. Przemian tych wszakże żadnemi działaniami fizycznemi ani chemicznemi przyspieszyć ani powstrzymać nie możemy.

198. Teorja kinetyczna. Nie mniejsze usługi jak chemji hipoteza ta oddaje również fizyce. Pozwala nam bowiem uzmysłowić sobie, w jakiej postaci energja, udzielona ciałom, we wnętrzu tych ciał się przejawia. Weźmy np. na uwagę kulę wystrzeloną do tarczy. Energja kinetyczna, zawarta w widzialnym ruchu tej masy, ginie nagle w chwili uderzenia, natomiast, jak wiemy, powstaje ciepło w ilości dokładnie równoważnej tej utraconej energji ruchu. Nasuwa się przypuszczenie, że skutkiem wstrząśnienia ruch (energja) całej bryły rozdzielił się bezładnie na ruch poszczególnych, składających ją cząsteczek. Ciepło zatem w myśl tego poglądu, zwanego *teorją kinetyczną* materji i energji, jest niczem innem, jak objawem wewnętrznego ruchu cząsteczek. Pomimo, że kula, ogrzana przez uderzenie, wydaje się nam nieruchomą, jest ona jednak w rzeczywistości pełna ruchu. Wydaje się nieruchomą dlatego, że ruch ten jest doskonale *bezładny*, t. j. cząsteczki poruszają się we wszystkich możliwych kierunkach. O ile by jaki kierunek ruchu bodaj częściowo miał przewagę nad innemi, dostrzeglibyśmy, że ciało porusza się jako całość w tym właśnie kierunku.

Teorja kinetyczna przyjmuje tedy, że cząsteczki składające wszelką materję znajdują się w nieustannym bezładnym ruchu, tem żywszym, im wyższą jest temperatura ciała.

199. Siły cząsteczkowe. Energja wewnętrzna ciał nie bywa jednak wyłącznie kinetyczną. Nie można przypuszczać, żeby cząsteczki materji stanowiły zbiorowisko ruchliwe, ale luźne, jak ziarnka suchego piasku lub śrutu. Na mocy swego ruchu musiałyby rozlecieć się na wszystkie strony. Spójność materji dowodzi, że cząsteczki trzymają się siebie wzajemnie pewnemi siłami, które nazywać będziemy siłami cząsteczkowemi. Cechą tych sił zasadniczą jest to, że one działają wydatniej tylko wtedy, gdy odległość cząsteczek jest nader mała (np. około $\frac{5}{1000000}$ milimetra). Jeżeli zbliżymy dwa kawałki ołowiu o czystych powierzchniach na $\frac{1}{1000}$ *mm*, one jeszcze się nie spoją. Jeżeli je sprasujemy dostatecznie silnie, cząsteczki pochwycą się wzajemnie i oba kawałki zrosną się w jedną całość. Można sobie wyobrazić dookoła każdej cząsteczki zakreśloną kulę (t. zw. *sferę molekularnego działania)* taką, że inna cząsteczka ulegnie działaniu pierwszej tylko wtedy, gdy wejdzie w obręb tej kuli.

Przy zmianach wzajemnej odległości cząsteczek musi być zatem wykonana praca przeciw tym siłom cząsteczkowym. W gromadzie cząsteczek powstaje wtedy zapas energji wewnętrznej, mającej cechy energji potencjalnej.

200. **Stany skupienia.** Wiadomości nasze o wewnętrznym, molekularnym ustroju ciał stałych i ciekłych są jeszcze dość nieokreślone. Wydaje się prawdopodobnem, że cząsteczki składające ciało stałe stanowią zawiłe zbiorowisko tak zwarte, że każda cząsteczka znajduje się w obrębie sfer działania cząsteczek sąsiednich i nie posiada możności przesuwania się we wnętrzu ciała z jednego miejsca na inne, odległe. Wskutek tego ciało stałe posiada określoną postać. Cząsteczki jednak biorą udział w wewnętrznym ruchu cieplnym, drgając bezładnie około pewnych stałych położeń. Pod działaniem znaczniejszych sił zewnętrznych zmieniają one nieznacznie wzajemne swe położenia (odkształcenie); po odjęciu tych sił zewnętrznych wracają naogół do pierwotnych swych położeń, spowodowane do tego działaniem sił cząsteczkowych (sprężystość).

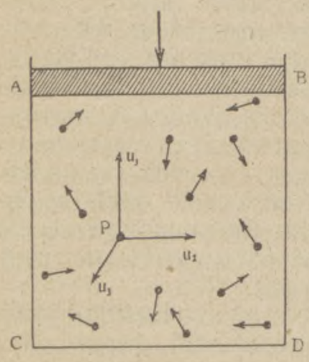
Ogrzewanie ciała ma w ogólności za skutek wzmożenie ruchu molekularnego; cząsteczki rozsuwają się i zluźniają swój związek z innemi. W cieczy tedy cząsteczki mają już swobodną przesuwalność wśród innych, nie wychodzą jednak i tutaj poza obręb sfer ich działania. W odrębnych warunkach znajdują się tylko cząsteczki znajdujące się na powierzchni cieczy. Niektóre z nich, potrącone dość silnie i we właściwym kierunku przez swe sąsiadki, mogą być wyrzucone poza obręb ich sfer działania, opuszczają wtedy ciecz trwale i stają się cząsteczkami pary. Oczywistą jest rzeczą, że będą to cząsteczki obdarzone największą energją kinetyczną. Uchodząc z cieczy zabierają swą energję, co objawia się w cieczy ubytkiem ciepła (ciepło utajone parowania). Jeżeli przestrzeń ponad cieczą jest ograniczona, utworzy się też ograniczona tylko ilość pary, gdyż niektóre cząsteczki takiej pary, poruszające się również bezładnie na wszystkie strony, będą trafiały zpowrotem powierzchnię cieczy, a uchwycone tam przez siły cząsteczkowe, zostaną przez ciecz zatrzymane.

Takich cząsteczek będzie tem więcej, im większą będzie ich liczba ogólna. Przy pewnej zatem, dostatecznie wielkiej gęstości pary, tyleż jej cząsteczek będzie ku cieczy powracać, ile ich jednocześnie ciecz odrzuca. Nastąpi wtedy stan pozornej, t. zw. ruchomej równowagi (para nasycona).

201. **Teorja kinetyczna gazów.** Najbardziej określoną i najdalej rozwiniętą jest teorja wewnętrznego ustroju gazów. Gaz jest to materja tak silnie rozrzedzona, że cząsteczki znajdują się naogół poza obrębem sfer działania innych cząsteczek. Poruszają się jednak z prędkościami tem większemi, im wyższą jest temperatura. Ponieważ jednak cząsteczka każda, dopóki się nie zbliży przypadkiem do jakiej innej, porusza się tylko na mocy

bezwładności, przeto ruch jej odbywa się po linji prostej. Te odcinki proste, przebiegane w najrozmaitszych kierunkach przez różne cząsteczki, są jednak bardzo krótkie, gdyż cząsteczka każda, potrącając się co chwila o inne, zmienia za każdem *spotkaniem* kierunek swego biegu. Przeciętną długość tych odcinków prostolinijnych nazywamy *drogą swobodną* cząsteczek uważanego gazu. Im gaz jest rzadszy, tem dłuższą będzie oczywiście swobodna droga jego cząsteczek. W gazach, mających większe cząsteczki, spotkania będą widocznie częstsze, a droga swobodna krótszą.

202. Prężność gazów jest bezpośredniem następstwem podanego wyżej obrazu. Cząsteczki gazu zamkniętego w naczyniu uderzają nieustannie o jego ściany. Uderzenia są jednak tak częste i tak gęsto rozsiane po całej powierzchni ścian, że dostrzegalnym dla nas wynikiem jest zupełnie z pozoru trwałe i jednostajne ciśnienie (prężność). Ściana bombardowana cząsteczkami zachowuje się podobnie, jak np. wóz kolejowy trafiany raz po raz, w szybkiem następstwie, kulami karabinowemi. Gdyby takiego wozu nie przytrzymywano żadną siłą, poruszałby się on, jak gdyby pod działaniem siły ciągłej. Wiadomo (ust. 21), że przyrost pędu czyli ilości ruchu (iloczyn z masy przez prędkość), jaki uzyska wóz w czasie t jest równy działającemu nań popędowi. Jeżeli zatem wóz jest uderzony N razy w czasie t przez kule, z których każda ma masę m i prędkość U, to ilość ruchu, jakiej te kule przez uderzenia udziela wozowi w czasie t, będzie NmU. Działanie kul będzie zatem równoważne sile $P = \frac{NmU}{t}$; taką siłą należałoby wóz przytrzymać, żeby zrównoważyć ich działanie. Należy jeszcze dodać, że podobny skutek byłby osiągnięty, gdyby człowiek znajdujący się w wozie wyrzucał w czasie t tyleż kul, z takąż prędkością U w stronę przeciwną: strata ilości ruchu skierowanego w stronę ujemną znaczy tyleż, co zysk w stronę dodatnią. Podwójny wreszcie skutek mielibyśmy wtedy, gdyby kule lecące ku wozowi, po uderzeniu odbijały się od niego, jak sprężyste piłki. Wtedy równoważna tym uderzeniom siła wynosiłaby $P = \frac{2\,NmU}{t}$.



Ryc. 90.

Przykład powyższy zawiera w sobie teorję prężności gazów. Żeby obliczyć tę prężność, wyobraźmy sobie naczynie w postaci kostki sześciennej o pojemności l^3 cm^3 (ryc. 190), której każda ściana

mierzy l^2 cm^2. Niechaj naczynie to zawiera n cząsteczek, z których każda posiada masę m i przeciętną prędkość ruchu u. Cząsteczki poruszają się zupełnie bezładnie na wszystkie strony, ulegając spotkaniom wzajemnym i uderzając co pewien czas o ściany.

Prawa, według którego te spotkania i uderzenia się odbywają, nie znamy. Wszelako musimy zgóry założyć, że siły działające w tych spotkaniach są zachowawcze, albowiem gaz pozostawiony samemu sobie nie traci przecież prężności. Najprostszem zatem założeniem będzie, że cząsteczki w spotkaniach i uderzeniach zachowują się tak, jak niezmiernie małe, sprężyste kule. Przekonamy się, że z tego założenia można wyprowadzić własności gazów doskonałych.

Weźmy na uwagę pewną cząsteczkę P, której prędkość u w pewnej chwili ma składowe u_1, u_2, u_3 w kierunkach prostopadłych do ścian naczynia; będzie tedy $u^2 = u_1^2 + u_2^2 + u_3^2$. Parcie na parę ścian AB i CD zależy oczywiście tylko od składowej u_1; parcie na AC i BD tylko od u_2 i t. d. Dla różnych cząsteczek składowe u_1, u_2, u_3 mają w tejże chwili najrozmaitsze wartości. Niektóre cząsteczki poruszają się prostopadle do ścian, inne skośnie, inne równolegle. Wszelako, jeżeli zwrócimy uwagę na działanie wszystkich, to wobec olbrzymiej ich liczby i zupełnego bezładu ich ruchów przeciętna wartość u_1^2 musi być taka sama jak u_2^2 i u_3^2. Jeżeli tę wartość przeciętną oznaczymy przez U^2, to będzie $u^2 = 3U^2$, czyli $U = \frac{u}{\sqrt{3}}$. W takiem założeniu można też zaniedbać spotkania wzajemne między cząsteczkami, gdyż przy każdem takiem spotkaniu cząsteczki wymieniają swoje prędkości.

Możemy teraz łatwo obliczyć ciśnienie np. na ścianę AB. Skutek będzie taki, jak gdyby wszystkie n cząsteczek odbijały się prostopadle do ścian AB i CD, latając tam i zpowrotem z prędkością $U = \frac{u}{\sqrt{3}}$.

Między dwoma uderzeniami o ścianę AB każda cząsteczka przebywa drogę równą $2l$, mianowicie l do góry i następnie l na dół. A zatem w czasie t uderzy ona tyle razy o AB, ile razy mieści się ta droga $2l$ w drodze przebytej w czasie t, czyli $\frac{Ut}{2l} = \frac{ut}{2\sqrt{3}\,l}$ razy. Ogólna liczba uderzeń wszystkich cząsteczek o tę ścianę w tymże czasie będzie zatem $N = \frac{nut}{2\sqrt{3}\,l}$.

Podobnież jak w przytoczonym na początku przykładzie uderzenia te będą równoważne sile $P = \frac{2NmU}{t}$. Wyraziwszy

siłę przez ciśnienie: $P = pl^2$, tudzież zważywszy, że $l^3 = v$ (objętość), mamy zatem:

$$pv = \frac{1}{3} nmu^2.$$

Ponieważ iloczyn nm jest masą gazu, zaś iloraz $\frac{nm}{v}$ = gęstości d, można równanie powyższe napisać w postaci:

$$p = \frac{1}{3} du^2.$$

Kształt naczynia niema widocznie znaczenia.

203. Kinetyczna miara temperatury. Zestawmy ostatnie równanie z tem, co dla gazów daje doświadczenie. Według praw Boyle'a i Charles'a iloczyn pv dla pewnej masy gazu jest proporcjonalny do temperatury bezwzględnej. Ponieważ według teorji kinetycznej jest on proporcjonalny do iloczynu $\frac{1}{2} mu^2$, czyli do średniej energji kinetycznej jednej cząsteczki, wynika stąd, że ta ostatnia jest proporcjonalna do temperatury bezwzględnej, że zatem może być uważana za miarę kinetyczną temperatury. Odnosi się to nietylko do gazu uważanego, lecz do każdego innego. Znaczy to, że inny gaz, mający cząsteczki o masie m_1, poruszające się z prędkością u_1, mieć będzie tę samą temperaturę co tamten, jeżeli średnia energja kinetyczna jego cząsteczki ma tę samą wartość, t. j. gdy $\frac{1}{2} mu^2 = \frac{1}{2} m_1 u_1^2$.

Gdyby tej równości nie było, wówczas dwa gazy *jednakowej temperatury*, zmieszane z sobą, udzielałyby sobie energji, t. j. ciepła. Cząsteczki gazu, który był ożywiony większą energją kinetyczną, wśród spotkań z cząsteczkami drugiego, któreby jej posiadały mniej, udzielałyby im części swej energji, co w stanie równowagi cieplnej jest niemożliwe. Energja kinetyczna przeciętna jednej cząsteczki jest zatem ogólną miarą temperatury bezwzględnej. A więc np., jeżeli wodór i bezwodnik węglowy mają jednakowe temperatury, to, jakiekolwiek byłyby ich gęstości, na każdą pojedyńczą cząsteczkę wodoru wypada, średnio biorąc, takaż sama energja kinetyczna, jak na każdą cząsteczkę bezwodnika węglowego, jakkolwiek ta ostatnia jest 22 razy cięższa. Z tego widać, że cząsteczki o większych masach muszą się poruszać wolniej aniżeli lekkie, w tej samej temperaturze.

Ponieważ zatem w każdym układzie cząsteczek, bez względu na ich rodzaj i bez względu na prędkość ruchu cząsteczkowego,

iloczyn $\frac{1}{2}mu^2$ ma wartość zależną tylko od temperatury bezwzględnej, możemy napisać:

$$\frac{1}{2}mu^2 = \alpha T,$$

w czem α oznaczać będzie stałą powszechną, niezależną od rodzaju materji.

Wzór $p = \frac{1}{3}du^2$ pozwala odrazu obliczyć wartość prędkości bezładnego ruchu gazu. Wodór np. pod ciśnieniem 1-nej atmosfery $= 1013200 \frac{dyn}{cm^2}$ posiada w temperaturze 0^0 gęstość $d = 0\cdot00008987 \frac{gr}{cm^3}$. Stąd obliczamy:

$$u = \sqrt{\frac{3.1013200}{0\cdot00008987}} = 183905 \frac{cm}{sek}, \text{ t. j. } 1\cdot84 \frac{km}{sek}.$$

W podobny sposób znajdziemy dla azotu $0\cdot49 \frac{km}{sek}$, dla tlenu $0\cdot46$ i t. d.

Ze wzoru powyższego można wyczytać, że prędkości u cząsteczek różnych gazów są odwrotnie proporcjonalnie do pierwiastków kwadratowych z ich gęstości. Zależność tę potwierdzają pomiary szybkości wypływu różnych gazów przez małe otworki w ścianie zbiornika. Wypływ jest przecież niczem innem, jak wylatywaniem cząsteczek z naczynia, wskutek ich ruchu molekularnego.

Obliczenie prędkości cząstek nie przedstawia zatem żadnej trudności. Czy możliwem jednak byłoby obliczenie masy pojedyńczej cząstki? Metod prowadzących do tego celu fizyka współczesna zna kilka. Nie możemy ich tu szczegółowo rozwijać. Jedna z nich opiera się na osobliwem zjawisku odkrytem przez Browna. Badając przez mikroskop jakiekolwiek drobne ciałka zawieszone w gazie lub cieczy (dym w powietrzu, cząsteczki farb w wodzie), można zauważyć, że one znajdują się w nieustannym, bezładnie drgającym ruchu. Ruch ten jest następstwem potrącania takich ciałek przez obdarzone ruchem molekularnym cząsteczki otaczającego płynu. Pomiary tych ruchów dozwalają obliczyć wartość stałej α, a zatem także, z równania $\frac{1}{2}mu^2 = \alpha T$ i ze znanej prędkości u ruchu molekularnego, masy m cząsteczek gazowych. Ten sposób i inne, zupełnie od niego niezależne, prowadzą zgodnie do wartości $\alpha = \frac{2}{10^{16}}$. Przy pomocy tej liczby znajdujemy na masę m cząsteczki wodoru wartość $m = \frac{3\cdot2}{10^{24}} gr$. Znając wartość stałej α, możemy też łatwo obliczyć ze wzoru $p = \frac{1}{3}n_1mu^2 = \frac{2}{3}n_1\alpha T$ liczbę n_1 cząstek gazu w jednostce objętości. Weźmy np. 1 cm^3 jakiego gazu pod ciśnieniem 1-nej atmosfery $(1013200 \frac{dyn}{cm^2})$ w temperaturze 0^0 $(T = 273)$. Mamy wtedy

$$1013200 = \frac{2}{3}n_1 \cdot \frac{2}{10^{16}} \cdot 273.$$ Stąd znajdujemy $n_1 = 2\cdot78.10^{19}$.

204. Prawa Boyle'a, Charles'a, Avogadry i Daltona. Znaleziony przy pomocy teorji kinetycznej związek $pv = \frac{1}{3}nmu^2$

jest zgodny z prawami Boyle'a i Charles'a. Istotnie dla danej masy gazu (*n* dane) iloczyn pv w stałej temperaturze (mu^2 niezmienne) jest według tego równania stały (prawo Boyle'a); gdy zaś temperatura się zmienia, jest on, również jak mu^2, proporcjonalny do temperatury bezwzględnej.

Nakoniec ponieważ można też pisać:

$$pv = \frac{2}{3} \alpha n T,$$

okazuje się, że ***dwa jakiekolwiek gazy, mające tę samą temperaturę (T), tę samą objętość (v) i zostające pod tem samem ciśnieniem (p), składają się też z tej samej liczby cząsteczek:***

$$n = \frac{3}{2} \frac{pv}{\alpha T}.$$

Takie jest uzasadnienie głośnego prawa *Avogadry*, na którem opiera się nowoczesna chemja. W objętości 1 cm^3, w warunkach normalnych, *wszystkie* gazy zawierają tedy obliczoną wyżej liczbę $2{\cdot}78 \,.\, 10^{19}$ cząsteczek.

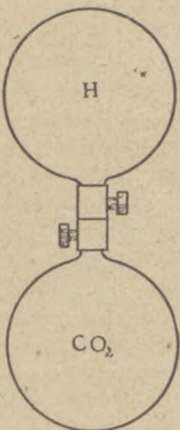
Prawo to możemy wypowiedzieć także w sposób następujący: *jednakowe liczby cząsteczek różnych gazów, wtłoczone w tej samej temperaturze w naczynia jednakowej pojemności, wywierają też ciśnienia jednakowe:*

$$p = \frac{2}{3} \frac{\alpha n T}{v}$$

proporcjonalne do liczby *n*.

Wreszcie wypada nadmienić, że przedstawiona powyżej teorja prężności daje również prawo Daltona, określające prężność mieszaniny gazów (ust. 106). Istotnie, jeżeli w naczyniu zmieszane są np. dwa gazy, wówczas cząsteczki każdego poruszają się tak, jakgdyby cząsteczek drugiego gazu nie było wcale. Stąd wynika, że ciśnienie mieszaniny jest sumą ciśnień, które gazy te wywierałyby oddzielnie.

Wszystko to dotyczy się, ściśle biorąc, gazów doskonałych. Rzeczywiste stosują się do tych praw z wielkiem przybliżeniem, o ile nie są zbytnio zgęszczone.



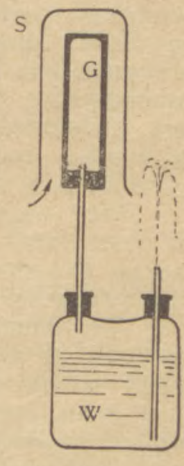
Ryc. 191.

205. Dyfuzja gazów. Pięknem potwierdzeniem teorji kinetycznej są zjawiska tak zw. *dyfuzji* albo przenikania się materji. Polegają one na *samodzielnem* mieszaniu się dwu ciał, wprowadzonych w bezpośrednie zetknięcie, o ile to są ciała zdolne wogóle z sobą się zmieszać. Najwybitniej występują

te zjawiska w cieczach i w gazach. Weźmy np. dwa balony szklane (ryc. 191), opatrzone kurkami, jeden (górny na rys.) napełniony lekkim wodorem, drugi cięższym bezwodnikiem węglowym. Po połączeniu ich szyjkami i otwarciu kurków sprawdzimy po niejakim czasie, że gazy te wymieszały się dokładnie. Cząsteczki bezwodnika węglowego, jakkolwiek 22 razy cięższe od cząsteczek wodoru, przeniknęły jednak pomiędzy te ostatnie, wbrew działaniu ciężkości. Jest to oczywiście następstwo ruchu molekularnego, który unosi cząsteczki na wszystkie strony, a więc i między cząsteczki drugiego gazu.

Zjawisko to jest naogół dość powolne, jakkolwiek cząsteczki latają z prędkościami kilkuset metrów w sekundzie. Należy jednak zważyć, że ruch każdej cząsteczki odbywa się swobodnie na bardzo krótkiej tylko drodze, a skutkiem spotkań z innemi zmienia co chwila swój kierunek. Jeden krok naprzód następuje po wielokrotnych cofnięciach się wstecz. Dlatego np. zapach dajmy na to lotnych perfum, z flaszki nagle otworzonej, dochodzi do nas dopiero po upływie dłuższego czasu, o ile mechanicznemi środkami, przez poruszanie powietrza, ruchu tego nie przyspieszymy.

Gazy mieszają się również, jeżeli odgrodzimy je od siebie porowatemi ściankami, np. z gipsu, gliny palonej, cegły i t. p. Można to okazać następującem doświadczeniem. Gliniane naczynie *G* (ryc. 192), jakich się używa do ogniw galwanicznych, zawiera powietrze. Zapomocą szklanej rurki połączone jest ono z flaszką Woulffa *W*, mającą dwie szyjki i zawierającą trochę wody; przez drugą szyjkę wchodzi rurka otwarta u góry, zanurzona spodem w wodzie. Na gliniankę *G* nakładamy słój szklany *S* odwrócony dnem do góry i wprowadzamy doń gaz jaki gatunkowo lżejszy od powietrza, np. wodór albo gaz świetlny. Przez pory naczynia odbywa się wtedy dyfuzja, zarówno wodoru do wnętrza jak powietrza nazewnątrz. Pierwszy z tych gazów przenika jednak w ilościach nierównie większych, gdyż cząsteczki jego, jako lżejsze, posiadają większą prędkość molekularnego ruchu. Z tej różnicy szybkości przenikania wynika zwiększenie prężności wewnątrz naczynia *G*; prężność ta ujawnia się wytryskiem wody z drugiej rurki. Skoro zdejmiemy szklankę *S*, wtedy gaz lekki poczyna znowu przenikać nazewnątrz. W pierwszej chwili powstaje zniżka ciśnienia, powietrze zewnętrzne jest wciągane do flaszki Woulffa.



Ryc. 192.

Gazy przenikają również przez błony nie mające porów dostrzegalnej wielkości. Wiadomo np., że z baloników gumowych,

napełnionych wodorem, gaz ten ucieka z biegiem czasu. Polega to na tem, że gaz *rozpuszcza się* w błonie, wnikając między jej cząsteczki, przez co wchodzi w zetknięcie z otaczającem powietrzem. Zjawisko to nie zależy już od prędkości molekularnej gazu, lecz raczej od jego rozpuszczalności w błonie. Przez błonę kauczukową np. przenika najprędzej CO_2, wodór znacznie wolniej. Podobne przenikanie gazów odbywa się niekiedy również przez ciała stałe. Żelazna blacha rozżarzona przepuszcza stosunkowo obficie trujący tlenek węgla (czad z pieców żelaznych).

Od powyższych zjawisk, zwanych także *okluzją* gazów przez ciała stałe, należy odróżnić ich zgęszczenie na powierzchni *(adsorbcja)*. Ciała o dużej powierzchni, np. miałkie proszki chłoną znaczniejsze ilości gazów. Węgiel drzewny, zwłaszcza w niskiej temperaturze, chłonie je tak obficie, że na tem działaniu polega jeden z najskuteczniejszych sposobów wytwarzania próżni

206. Rozpuszczanie się gazów w cieczach. Woda stojąca na otwartem powietrzu rozpuszcza w sobie zawsze dostrzegalne tegoż ilości. Można się o tem przekonać przez ogrzewanie wody, przyczem gaz ten, wypędzony przez ciepło, występuje w postaci pęcherzyków na ścianach naczynia. Tak zwana sodowa woda jest podobnież roztworem gazowego bezwodnika węglowego w wodzie, roztworem o wiele więcej stężonym, gdyż rozpuszczanie odbywało się pod zwiększonem ciśnieniem.

We wszystkich podobnych przypadkach gaz wchodzi w ciecz przez swobodną jej powierzchnię drogą dyfuzji, którą można skutecznie przyśpieszyć przez kłócenie cieczy z gazem, przez co powierzchnia zetknięcia znacznie się zwiększa.

Pod danem jednak ciśnieniem pewna dana objętość cieczy przyjmie w siebie tylko zupełnie określoną ilość gazu. Powiadamy wtedy, że jest tym gazem nasycona. *Henry* okazał, że ilość gazu, rozpuszczającego się w pewnej objętości cieczy, *jest wprost proporcjonalna do ciśnienia p, jakie panuje w atmosferze gazu nad cieczą, po ustaleniu się równowagi;* prócz tego jest oczywiście proporcjonalna do objętości V użytej cieczy, o ile rozumie się, starczy gazu do całkowitego jej nasycenia. Zależność tę można zatem wyrazić wzorem:

$$v_0 = kV\frac{p}{p_0},$$

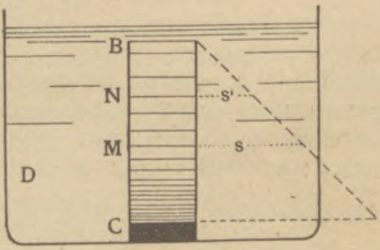
w czem v_0 jest miarą ilości rozpuszczonego gazu, oznacza np. objętość, jakąby gaz ten zajmował po wydobyciu z cieczy, pod ciśnieniem atmosferycznem p_0; k jest spółczynnik stały, zależny od rodzaju gazu i cieczy i od jej temperatury. Znaczenie jego jest proste: wyraża on objętość gazu, rozpuszczonego pod ciśnieniem jednej atmosfery ($p = p_0$) w jednostce objętości cieczy ($V = 1$). W temperaturze 15° jego wartość w wodzie wynosi:

bezwodnik węglowy 1·002, tlen 0·0299, azot 0·0148, wodór 0·0193, amonjak 727.

Z mieszanin gazowych każdy składnik rozpuszcza się w miarę swego ciśnienia częściowego. Powietrze, rozpuszczone w wodzie, jest stosunkowo nieco bogatsze w tlen od atmosferycznego, gdyż spółczynnik *k* w tlenie jest dwakroć większy niż w azocie.

207. Dyfuzja cieczy. Zjawisko dyfuzji w cieczach odbywa się nierównie wolniej aniżeli w gazach. Cząsteczki cieczy są więcej aniżeli cząsteczki gazów skupione, wskutek czego przedzieranie się wśród nich cząsteczek innej cieczy spotyka olbrzymi opór, któryby można tarciem nazwać.

W celu uzmysłowienia sobie zjawiska dyfuzji w cieczach, wyobraźmy sobie doświadczenie następujące. W pionowym słoju *BC* (ryc. 193) znajduje się na dnie zapas ciała (np. cukru albo siarczanu miedzi), którego dyfuzja w wodzie ma być badaną. Napełnijmy słój ostrożnie wodą czystą, unikając starannie zmieszania mechanicznego. Cukier rozpuści się i utworzy gęsty syrup naprzód na dnie słoja. Zwolna jednak cząsteczki cukru będą przenikały w wyższe warstwy wody, a po upływie kilku dni albo miesięcy (zależy to od wysokości słoja) utworzy się mieszanina zupełnie jednolita cukru i wody. Przez cały ten czas płyn pozostaje napozór w zupełnym spoczynku, dyfuzja jest to bowiem ruch cząsteczkowy, niedostrzegalne przenikanie cząsteczek jednego ciała wśród cząsteczek drugiego.



Ryc. 193.

Podczas dyfuzji w zjawisku opisanem stężenie roztworu zmienia się bezustannie w wyższych warstwach; początkowo czysta woda zmienia się wkońcu na stężony roztwór cukru. *Dyfuzja ustaje wtedy, gdy różnice stężeń wyrównają się.* Można jednakowoż uzyskać także stały prąd dyfuzyjny, na podobieństwo stałego prądu ciepła, jeżeli będziemy dbać o to, żeby w górnej części słoja cząsteczki cukru były szybko usuwane. Będzie to miało miejsce, jeżeli słój *B* ustawimy w obszernem naczyniu *D*, zawierającem wodę, często odświeżaną.

W tych warunkach okres stężeń zmiennych przeminie po pewnym czasie, utworzy się natomiast wewnątrz słoja stały spad stężeń, od wartości największej u dołu (roztwór nasycony) aż do zera (czysta woda) u góry słoja. Berthelot stwierdził, że zasadnicze prawo dyfuzji materji nie różni się wcale od prawa dyfuzji ciepła. Dyfuzja dąży zawsze do wyrównania różnic stężenia, podobnie jak ruch ciepła dąży do wyrównania różnic

temperatury. Zamiast różnic temperatury mamy w zjawisku dyfuzji różnice stężenia s (ust. 160), zamiast spadu temperatury — spad stężenia, zamiast prądu ciepła — prąd materji. Prawo dyfuzji jest zatem następujące: *Ilość gramów (Q) materji, przenikająca w ciągu pewnego czasu (t sek) przez przekrój (a cm^2), jest proporcjonalna do spadu stężenia, do pola powierzchni przekroju i do czasu; zależy nadto od rodzaju obu dyfundujących w siebie wzajemnie cieczy.* Jeżeli różnica stężeń w dwu przekrojach M i N odległych od siebie o l cm wynosi $s - s' \frac{gr}{cm^3}$, to spad, czyli różnica stężeń przypadająca na 1 cm, wynosi $\frac{s-s'}{l}$. Prawo powyższe można zatem wyrazić wzorem następującym:

$$Q = k\frac{s-s}{l}at.$$

Wielkość k zależna od rodzaju ciała przenikającego i od rodzaju płynu nosi nazwę *spółczynnika dyfuzji.* Liczbowa jego wartość oznacza ilość gramów, płynących stałym prądem dyfuzyjnym przez jednostkę pola w czasie jednej sekundy, gdy spad stężenia równa się jednostce. W istocie, gdy $\frac{s-s'}{l} = 1$, $a = 1$, $t = 1$, wtedy $Q = k$.

W następującej tablicy podane są wartości spółczynnika dyfuzji kilku ciał:

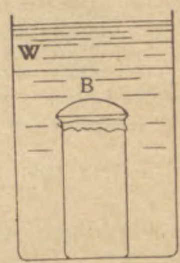
Kwas solny — woda w 18° . .	0·0000267
„ „ „ „ 0° . .	0·0000161
Sól kuchenna — woda w 18° . .	0·0000123
Cukier — woda	0·0000040
Siarczan miedzi — woda w 10° .	0·0000024
Białko — woda	0·0000007
CO_2 — woda	0·0000246
Wodór — powietrze	0·634

Spółczynniki dyfuzji są naogół małemi liczbami, a zatem zjawisko dyfuzji przebiega bardzo wolno. Podniesienie temperatury skraca czas dyfuzyjnego mieszania; jest to oczywiste, gdyż wraz z wzrostem temperatury wzmaga się ruch molekularny cząsteczek.

Graham w r. 1850 dostrzegł, że pod względem szybkości dyfuzji ciała dają się podzielić na dwie gromady: *krystaloidami* nazwał ciała przenikające stosunkowo szybko, zwyczajnie krystalizujące się z roztworów. One wywierają też wpływ znaczny na temperaturę wrzenia i krzepnięcia rozpuszczalnika. Do gromady tej należą różne sole, kwasy i zasady. *Koloidy* natomiast

odznaczają się dyfuzją powolną (białko, guma arabska, karmel i t. p.), mają zwykle wysoki ciężar cząsteczkowy, w wodzie rozmakają raczej niż rozpuszczają się, w ilości często dowolnej. Na temperatury wrzenia i krzepnięcia wywierają wpływ nieznaczny. Pewne względy, w niektórych przypadkach nawet bezpośrednia obserwacja mikroskopowa, każą przyjmować, że roztwory koloidowe są to raczej zawiesiny *(emulsja)*, niezmiernie drobnoziarniste, ciała rozpuszczonego w rozpuszczalniku. Pod działaniem niektórych czynników, jak ogrzanie, dodatek kwasów, koloidy „ścinają się", na podobieństwo białka ogrzanego; gruboziarniste ich cząsteczki łączą się w kłaczkowate utwory często wprost dostrzegalne. W roztworze koloidowym można otrzymać także metale: srebro, złoto, platynę i t. p. Ogromne, w porównaniu z cząsteczkami gazowemi, rozmiary ich molekularne wyjaśniają dostatecznie trudność dyfundowania.

208. **Osmoza.** Dwie ciecze, o ile są wogóle zdolne mieszać się z sobą, mieszają się również wtedy, gdy są oddzielone ścianą albo błoną. Nie jest rzeczą konieczną, żeby ściana czy błona była porowata; koniecznem jest jednak, żeby mogła bodaj jedną z tych cieczy nasiąkać. Zjawisko dyfuzji nosi w tym przypadku nazwę *osmozy*; jest ono niemałego znaczenia w przyrodzie organicznej; tą drogą odbywa się bowiem wymiana soków w tkankach roślinnych i zwierzęcych.



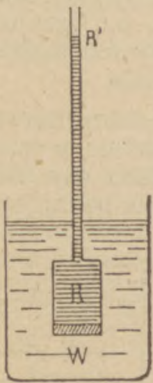
Ryc. 194.

Nasiąkliwość błon bywa różna wobec rozmaitych cieczy. Z tego powodu prądy osmotyczne obu przenikających przez błonę cieczy bywają zazwyczaj nierówne, co daje powód do wytwarzania się różnicy ciśnień po obu jej stronach. Tak np. błona pęcherza nasiąka obficie wodą, przyjmuje również alkohol lecz w ilości nierównie mniejszej. Zawiążmy tedy szczelnie słoik (ryc. 194) pełen alkoholu pęcherzem *B* i wstawmy go do wody. Po kilku godzinach znajdziemy pęcherz silnie wydętym nazewnątrz; jest to skutek przenikania wody przez błonę do wnętrza. Jednocześnie pewna, choć znacznie mniejsza objętość alkoholu przechodzi nazewnątrz do wody. Po upływie jednak dość długiego czasu wymieszanie obu cieczy poprzez błonę pęcherza stanie się zupełnem, pęcherz sklęśnie, a osmoza ustanie.

209. **Ciśnienie osmotyczne.** W r. 1867 Traube wynalazł sposób sporządzania t. zw. błon wpółprzenikliwych (jakie spotyka się także w organizmach żywych). Są to błony przenikliwe dla wody, nieprzepuszczające jednak cząsteczek rozpuszczonych w wodzie (wielu przynajmniej). Najczęściej używany sposób polega na użyciu glinianego porowatego naczynia, które napeł-

nia się wodnym roztworem żelazosinku potasowego $Fe(CN)_6K_4$ i wstawia się w roztwór wodny siarczanu miedziowego $CuSO_4$. Ciecze te spotykając się w porach ścianki, tworzą osad stały żelazosinku miedziowego, wydzielający się w postaci cienkiej błonki. Błonki te zamykają pory naczynia, a dzięki malutkim swym rozmiarom zdolne są wytrzymać wielkie nawet ciśnienia.

Ważność błon wpółprzenikliwych polega na tem, że odbywająca się przez nie osmoza prowadzi do określonych stanów równowagi i do pojęcia t. zw. *osmotycznego ciśnienia.* Ażeby to zrozumieć, urządźmy następujące doświadczenie. W przyrządzonem w opisany powyżej sposób naczyniu glinianem R (ryc. 195) zawarty jest dajmy na to wodny roztwór cukru, a naczynie wstawione jest w czystą wodę. W tych warunkach osmoza wpędzać będzie wodę do wnętrza, wskutek czego prężność w naczyniu rośnie, a ten wzrost prężności można uwidocznić jakimkolwiek manometrem. Połączmy np. naczynie, zresztą zupełnie zamknięte, z rurką manometyczną R'; wtedy ciecz będzie podnosiła się w niej do góry, niekiedy na wiele nawet metrów. Wzrost ten dążyć jednak będzie do zupełnie określonej granicy, odpowiadającej pewnemu ciśnieniu p, zwanemu *ciśnieniem osmotycznem.* Gdyby bowiem prężność w naczyniu wzrosła poza tę granicę, wówczas woda wydobywała się zpowrotem nazewnątrz.



Ryc. 195.



Ryc. 196.

Ciśnienie osmotyczne roztworów przedstawia wiele podobieństwa do prężności gazów. Jak gazy tak i roztwory, otoczone czystą wodą, posiadają rozprężliwość, t. j. dążność do zwiększania swej objętości, czego przykładem jest właśnie ich dyfuzja w wodzie. Podobieństwo to uwydatnia lepiej następujący przyrząd. Niechaj roztwór cukru albo jakiej soli będzie zamknięty w walcu R (ryc. 196) tłokiem wpółprzenikliwym T, ponad którym znajduje się czysta woda W. Jak gaz, gdyby nad tłokiem była próżnia, tak roztwór, gdy nad tłokiem jest woda, okazuje dążność do rozszerzania się, t. j. podnosi tłok do góry (dzięki temu, że woda przenika do wnętrza). Celem utrzymania tłoka w równowadze należy wywrzeć nań pewne ciśnienie zewnętrzne, równe właśnie ciśnieniu osmotycznemu p.

210. Prawa van t'Hoffa. Podobieństwo to jest nietylko jakościowe lecz także ilościowe. Na podstawie pomiarów wykonanych przez Pfeffera przyrządem podobnym do tego, jaki przed-

stawia ryc. 195, von t'Hoff okazał, że do ciśnienia osmotycznego stosują się prawa Boyle'a, Charles'a i Avogadry, o ile tylko roztwory są dostatecznie rozcieńczone.

a) *Prawo Boyle'a*, zastosowane do gazów, orzeka, że prężność gazu (byle niezbyt zgęszczonego) jest proporcjonalna do jego gęstości, o ile temperatura jest stała. Podobnież *ciśnienie osmotyczne p roztworu (byle niezbyt stężonego) jest proporcjonalne do stężenia, t. j. do liczby gramów ciała rozpuszczonego, zawartej w 1-nym cm³ roztworu, o ile temperatura jest stała.*

b) *Prawo Charles'a.* Podobnie jak prężność gazów przy niezmiennej objętości (gęstości), *ciśnienie osmotyczne roztworu powiększa się przy ogrzaniu o 1⁰ o* $\frac{1}{273}$ *część swej wartości w temperaturze 0⁰* (o ile stężenie jest niezmienne), t. j. proporcjonalnie do temperatury bezwzględnej.

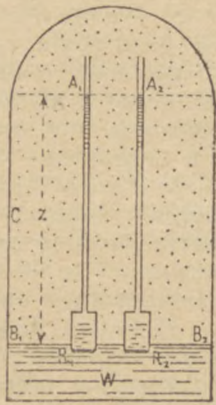
c) *Prawo Avogadry. Roztwory najrozmaitszych ciał w tym samym rozpuszczalniku, zawierające w każdym cm³ tę samą liczbę cząsteczek*, a więc mające jednakowe stężenie cząsteczkowe, *wywierają w tej samej temperaturze jednakowe ciśnienie osmotyczne.* Ciśnienia te mają *tę samą wartość* jak prężność gazu, zawierającego w *cm³* tę samą liczbę cząsteczek.

Wiemy np. (ust. 99), że 1 cząsteczka gramowa dowolnego gazu, zawarta w objętości 1-ego litra, wywiera w temperaturze 0^0 ciśnienie 22·4 atmosfer. Otóż według pomiarów Pfeffera roztwór cukru trzcinowego ($C_{12}H_{22}O_{11}$, ciężar cząsteczkowy $=12\times12+22\times1+11\times16=342$), o stężeniu 9·94 *gr* w litrze, wywierał w temperaturze 0^0 ciśnienie osmotyczne 0·65 atmosfer. Jego stężenie cząsteczkowe wynosiło $\frac{9{\cdot}94}{342}=0{\cdot}029$ cząsteczki gramowej w litrze. Dla stężenia 1-nej cząsteczki gram. w litrze otrzymalibyśmy $\frac{0{\cdot}65}{0{\cdot}029}=22{\cdot}4$ atm., zupełnie jak w gazach.

Niewszystkie jednak ciała rozpuszczone stosują się do tych praw. Wyjątek stanowią wszystkie *elektrolity* (np. wodne roztwory soli, kwasów i t. p.), które dają w roztworach rozcieńczonych ciśnienie osmotyczne 2 albo 3... razy większe. Tłumaczy się to tem, że cząsteczki ich rozpadają się przy roztwarzaniu na 2, 3... części zwane *jonami*, o czem więcej w nauce o elektryczności.

211. Zniżenie prężności pary nasyconej nad roztworami. Teorja ciśnienia osmotycznego pozwoliła zrozumieć fakt zdawna już znany, że mianowicie prężność pary nasyconej nad roztworem jest zawsze cokolwiek mniejsza aniżeli, w tej samej temperaturze, nad wodą czystą. Tak np. w temperaturze 100^0 prężność pary wodnej nad czystą wodą wynosi 760 *mm* = 1 atm. W tejże temperaturze nad roztworem nasyconym soli kuchennej ona nie dochodzi jeszcze do 760 *mm*, a dopiero w temperaturze 108^0 staje się równą 1-ej atm. Dla tego też roztwór tej soli wrze dopiero w temperaturze 108^0 pod ciśnieniem jednej atmosfery. Związek tego zjawiska z ciśnieniem osmotycznem wyjaśnia ryc. 197. Okazuje ona osmometry R_1, R_2 o współprzenikliwych

dnach, zanurzone w wodzie czystej. O ile znajdujące się w nich roztwory mają jednakowe stężenia cząsteczkowe, ciśnienia osmotyczne będą w nich równe, chociażby ciała rozpuszczone były niejednakowe. W rurkach manometrycznych A_1, A_2 ciecz (mało co różna od wody czystej, gdyż roztwory mają być rozcieńczone) wznosi się do tej samej wysokości z. Wyobraźmy sobie teraz, że przyrząd cały nakryty jest szczelnie dzwonem szklanym C, w którym znajduje się tylko para wodna. Skoro się równowaga ustali, prężność pary p' nad roztworem w szyjkach osmometrów, przy A_1 i A_2, musi być mniejsza od prężności pary p u dołu, nad powierzchnią czystej wody $B_1 B_2$; istotnie jest ona mniejsza o ciężar słupa pary mającej wysokość z.

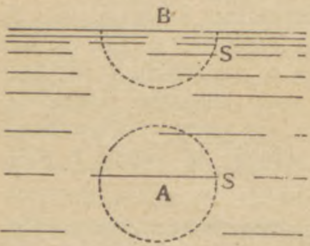


Ryc. 197.

Z drugiej strony w stanie równowagi muszą to być prężności par nasyconych nad temi cieczami, gdyż w przeciwnym razie albo by para skraplała się albo by ciecz parowała.

Otóż $p-p'=\delta z$, według prawa hydrostatyki, jeżeli δ oznacza ciężar właściwy pary. Ta wysokość z mierzy jednak właśnie ciśnienie osmotyczne $P=zd$, w czem d oznacza ciężar właściwy roztworu albo, że ten jest bardzo rozcieńczony, ciężar właściwy czystej wody. Zaniedbujemy przytem mały wpływ ciśnienia pary otaczającej rurkę. Mamy zatem $p-p'=\frac{\delta}{d}P$, co znaczy, że zniżenie prężności pary jest proporcjonalne do ciśnienia osmotycznego, a więc do stężenia roztworu.

212. Spójność cieczy, napięcie powierzchowne. Wspomnieliśmy już, że między cząsteczkami cieczy działają siły międzycząsteczkowe, które nadają masom ciekłym pewną *spójność* (kohezję). Podobnież siły działają między cząsteczkami cieczy i ciał stałych — tym daje się nazwę *przylegania* (adhezji). Dowodem kropla zawieszona na wyjętym z wody szklanym pręciku. Gdyby nie przyleganie, kropla musiałaby od niego odpaść, gdyby nie spójność, cząsteczki cieczy musiałyby się rozsypać, jak ziarna suchego piasku.



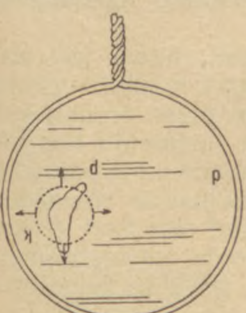
Ryc. 198.

Działanie spójności między cząsteczkami cieczy powoduje szczególne zachowanie się zewnętrznej czyli swobodnej jej powierzchni. Ona sprawia, że swobodna masa ciekła usiłuje zwinąć się sama w sobie, skurczyć swoją zewnętrzną powierzchnię do możliwie najmniejszych rozmiarów. Pochodzi to stąd, że cząsteczka B, leżąca na powierzchni (ryc. 198) albo bardzo blisko powierzchni, znajduje się w innych warunkach równowagi aniżeli cząsteczka A, leżąca głęboko we wnętrzu cieczy.

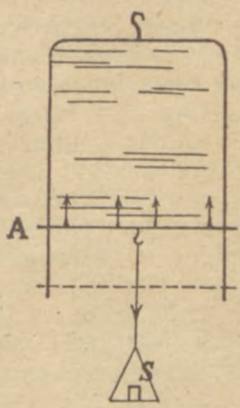
Ta druga przyciągana jest równomiernie na wszystkie strony przez wszystkie cząsteczki sąsiednie, leżące w obrębie sfery działania *S*. Cząsteczka powierzchowna natomiast *B* jest ciągniona tylko jednostronnie, ku wnętrzu cieczy, przez cząsteczki zapełniające tylko połowę sfery działania. Chcąc zatem wydobyć cząsteczkę wewnętrzną na powierzchnię musielibyśmy wykonać pewną pracę, odciągając ją od połowy sfera działania; nawzajem ciecz wykonywa pracę i wywiązuje pewną energję, gdy cząsteczka ta powraca do wnętrza. Ciecz dąży zatem do wciągnięcia jak największej liczby cząsteczek powierzchownych do swojego wnętrza, innemi słowy *usiłuje możliwie zmniejszyć rozmiary swej swobodnej powierzchni.*

Zupełnie podobnie zachowywałaby się ciecz złożona z cząsteczek pozbawionych spójności, otoczona natomiast kurczliwą błoną, przylegającą do całej jej powierzchni. W tem znaczeniu mówi się o *napięciu powierzchownem cieczy.*

Objawem tego pozornego napięcia jest kształt dokładnie kulisty kropli deszczu. Kula bowiem, jak uczy geometrja, jest bryłą, ograniczoną, przy danej objętości, możliwie najmniejszą powierzchnią. Kuliste są podobnież ziarna śrutu, które nie są niczem innem, jak skrzepłemi kroplami stopionego metalu. Ostre brzegi ułamananego kawałka laku zaokrąglają się natychmiast po ogrzaniu i t. p.



Ryc. 199.



Ryc. 200.

Najwyraźniej widać objawy powierzchownego napięcia na cienkich, ciekłych błonkach np. mydlanych. Na drucianem kółku *d* (ryc. 199) zanurzonem w roztwór mydła rozpina się taka cienka błonka. Jej napięcie można uwydatnić, rzuciwszy na nią pętelkę *p* z cienkiej nitki. Po przebiciu błonki we wnętrzu pętelki, napięcie otaczającej błony rozciąga nitkę na regularne kółko *k*.

Napięcie takiej błonki możnaby nawet wprost odważyć zapomocą następującego przyrządziku. Błonka mydlana rozpięta na czworobocznej drucianej ramce (ryc. 200), mającej jeden bok *AB* ruchomy, usiłując się skurczyć, ciągnie drucik *AB* do góry siłą, którą można zrównoważyć stosownym ciężarkiem na szalce *S*. Siłę tę, widocznie proporcjonalną do długości drucika *AB*, można wyrazić wzorem $2 \times AB \times T$. Tutaj *T* oznacza liczebną

miarę napięcia danej cieczy, liczonego na jednostkę długości boku *AB*. Spółczynnik 2 pochodzi stąd, że błonka ma dwie powierzchnie; napięcie działa w każdej z nich.

Napięcia powierzchowne różnych cieczy mają różne wartości. Tak np. napięcie wody jest znacznie większe od napięcia alkoholu. Stąd pochodzi, że kropla alkoholu, puszczona na powierzchnię wody, rozlanej płytko na poziomym talerzu, sprawia jakoby rozdarcie powierzchni wody do tego stopnia, że suche dno talerza zostaje odkryte.

213. Ciśnienie włoskowate. Sprężysta błona, napięta na płaskiej podstawie, nie wywiera na nią żadnego ciśnienia; natomiast napięta na walcu lub kuli wywiera ciśnienie tem większe, im większe jest jej napięcie, tudzież im bardziej powierzchnia jest zakrzywiona. Powierzchowna warstwa cieczy, zachowując się podobnie jak błona napięta działa również ciśnieniem, gdy jest zakrzywiona; ciśnienie to, działające prostopadle do powierzchni, w kierunku od strony wypukłej do wklęsłej nazywa się *ciśnieniem włoskowatem*. Nazwa pochodzi stąd, że ciśnienie to zaznacza się wybitnie w bardzo cienkich, t. zw. *włoskowatych* rurkach.

Jeżeli ciekła masa, mająca swobodną powierzchnię zakrzywioną, jest w równowadze, wówczas ciśnienie włoskowate (p) musi być zrównoważone ciśnieniem wewnętrznem, działającem w stronę przeciwną.

W przypadku, gdy ciecz ma postać kuli, łatwo jest wyznaczyć wartość ciśnienia. Istotnie, przetnijmy w myśli ciekłą kulę na dwie połówki cięciem przechodzącem przez środek kuli i wyobraźmy sobie, że jedna połówka uległa zestaleniu bez naruszenia równowagi (por. ust. 81). Siły działające na tę połówkę, mające siedlisko w drugiej — muszą się wzajemnie równoważyć. Otóż połówka jest odpychana od drugiej siłą $p\pi r^2$ (r jest promieniem kuli), powstałą na skutek ciśnienia wewnętrznego, natomiast przyciągana do drugiej siłą $2\pi rT$, gdyż na jej obwodzie $2\pi r$ działa napięcie T. Z porównania wypada: $p = \frac{2T}{r}$.

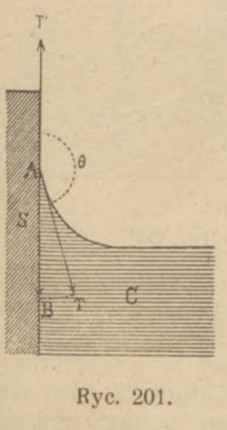
Ciśnienie włoskowate działa np. na obie powierzchnie (zewnętrzną i wewnętrzną) bańki mydlanej. Wskutek tego prężność powietrza w niej zawartego jest o $\frac{4T}{r}$ większa aniżeli ciśnienie atmosferyczne. Nadwyżkę tę można zmierzyć, jeżeli rurkę, przez którą się bańkę wydyma, połączy się z odpowiednim manometrem.

214. Przyleganie (adhezja). Kąt graniczny. Cząsteczka cieczy, leżąca na powierzchni zetknięcia się z ciałem stałem, ulega działaniu sił cząsteczkowych nietylko ze strony innych cząsteczek cieczy (spójność), lecz także ze strony cząsteczek ciała stałego. To drugie działanie nazywamy przyleganiem albo adhe-

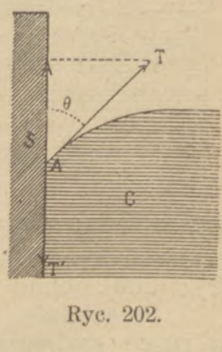
zją. W ten sposób klej lgnie do drzewa, farba do papieru, kreda do tablicy i t. p.

Oba te działania, którym cząsteczka powierzchowna cieczy ulega, są naogół nierówne. Wydobycie cząsteczki cieczy z głębi na powierzchnię, które w przypadku powierzchni swobodnej wymagało zawsze użycia pracy (na przezwyciężenie spójności), może w tym drugim razie nawet pracy przysporzyć — wtedy mianowicie, gdy przyleganie przeważa spójność. Ilekroć ten przypadek zachodzi, powierzchnia zetknięcia cieczy z danem ciałem stałem okazuje dążność do powiększenia się, innemi słowy napięcie powierzchowne cieczy na powierzchni jej zetknięcia się z ciałem stałem mieć będzie wartość *ujemną*. Przykładem kropla nafty, która puszczona na czystą szybę szklaną rozciąga się z biegiem czasu po całej jej powierzchni. Powiadamy w tym przypadku, że ciecz *zwilża* ciało stałe (woda — szkło, rtęć — srebro i t. p.). Na ciele takiem zwisa kropla, gdy wyjmiemy je z cieczy.

Niezawsze jednak tak bywa. Szkło np. przylega wprawdzie do rtęci; oderwanie gładkiej tafli szklanej, położonej na czystej powierzchni rtęci, wymaga znacznej siły. Spójność jednak między cząsteczkami samej rtęci ma przecież przewagę nad przyleganiem. Kropla rtęci puszczona na poziomą szybę szklaną nie rozlewa się po niej, lecz zachowuje przybliżenie kulisty swój kształt. I teraz istnieje napięcie powierzchowne rtęci, tam gdzie ona dotyka się szkła, lecz podobnie jak na powierzchni swobodnej ono jest dodatnie, aczkolwiek mniejsze, usiłuje przeto powierzchnię rtęci skurczyć. Ciecz taka nie zwilża ciała stałego, nie zawiśnie na niem w postaci kropli.



Ryc. 201.



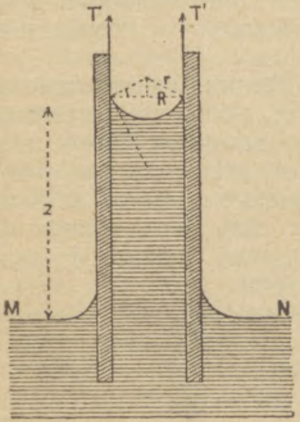
Ryc. 202.

Przyleganie, wraz z napięciem swobodnej powierzchni, określa kształt powierzchni cieczy tuż obok ścian naczynia, w którem jest ona zawarta. Powierzchnia ta nie jest w pobliżu ściany ani poziomą ani płaską (por. ust. 82). Ciecz zwilżająca, a więc wznosząca się na ścianie do góry, tworzy przy niej powierzchnię wklęsłą, niezwilżająca — wypukłą. W stanie bowiem równowagi ciecz przytyka do ściany pod kątem (t. zw. *kątem granicznym* = Θ), zupełnie określonej wielkości. Wartość tego kąta zależy od stosunku dwóch napięć: na-

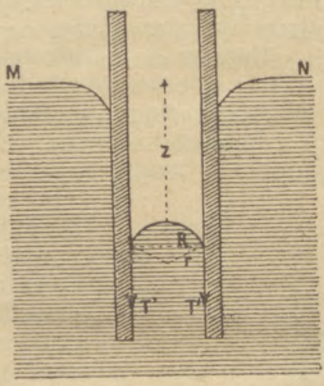
pięcie T na powierzchni swobodnej cieczy i napięcia T' na pograniczu ciała stałego.

Jak okazują ryciny 201 i 202, do równowagi cząstki A, leżącej na obwodzie zwilżonym, potrzeba, żeby napięcie T' na powierzchni granicznej było zrównoważone składową $T \cos \Theta$ napięcia powierzchni swobodnej. Wynika stąd $\cos \Theta = \frac{T'}{T}$. W przypadku cieczy zwilżającej T' jest ujemne, zatem kąt Θ jest rozwartym (ryc. 201; często bywa $\Theta = 180°$, jak w przypadku wody albo nafty na szkle). Niezwilżająca przytyka do ściany pod kątem ostrym, jak rtęć do szkła (ryc. 202).

215. Rurki włoskowate. Zanurzmy dolny koniec rurki np. szklanej, włoskowatej, w nafcie, w wodzie albo w innej cieczy,



Ryc. 203.



Ryc. 204.

która zwilża szkło. W rurce tej, napozór wbrew zwyczajnym prawom hydrostatyki, ciecz wzniesie się na pewną wysokość z (ryc. 203) ponad zewnętrzny poziom MN cieczy w naczyniu.

Przeciwnie, w przypadku cieczy niezwilżających (np. rtęć w rurce szklannej) ciecz zniża się pod poziom w naczyniu zewnętrznem (ryc. 204).

Mamy tu oczywiście do czynienia z objawami ciśnienia włoskowatego. Ciecz zwilżająca, a więc wznosząca się na ścianie do góry, tworzy w rurce powierzchnię (t. zw. *menisk*) wklęsłą, kształtu prawie dokładnej kuli o promieniu $r = \frac{R}{\cos \Theta}$, w czem R jest promieniem przekroju rurki, zaś Θ kątem granicznym. Ciśnienie włoskowate, wywarte na ciecz w rurce, w kierunku do góry wynosi przeto:

$$p = \frac{2T}{r} = \frac{2T\cos\Theta}{R}.$$

Ono się równoważy ciśnieniem hydrostatycznem $z\,d\,g$ wzniesionego słupa cieczy. Mamy przeto $\frac{2T\cos\Theta}{R} = z\,d\,g.$

stąd
$$z = \frac{2T\cos\Theta}{R\,d\,g}.$$

Widać zatem, że *wysokość wzniesienia włoskowatego jest odwrotnie proporcjonalna do promienia rurki.*

Wzór powyższy stosuje się także w przypadku cieczy niezwilżających ściany; z oznacza wtedy obniżenie poziomu w rurce.

Zjawiska włoskowatości objawiają się nietylko w rurkach włoskowatych, lecz we wszelkich, jakkolwiek ukształtowanych wąskich otworach i szczelinach. One tłumaczą wznoszenie się wilgoci w murach i w ziemi, nafty w knocie lamp i t. p.

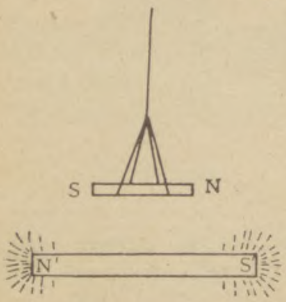
CZĘŚĆ V.

Magnetyzm i elektryczność.

ROZDZIAŁ I.

Magnetyzm.

216. Biegunowe własności magnesów. Nauka o zjawiskach magnetycznych i elektrycznych, które nabyły obecnie pierwszorzędnego znaczenia w teorji i w licznych zastosowaniach praktycznych, jest najmłodszą gałęzią fizyki. Nie minęły jeszcze dwa stulecia od czasu, gdy zaczęto je dokładniej badać. Z początku dwa te działy fizyki rozwijały się oddzielnie i niezależnie od siebie. Dziś wiemy, że one są najściślej z sobą związane; obok nauki o elektryczności i magnetyzmie rozwinęła się nauka o wzajemnych ich zależnościach: elektromagnetyzm i magnetoelektryczność.



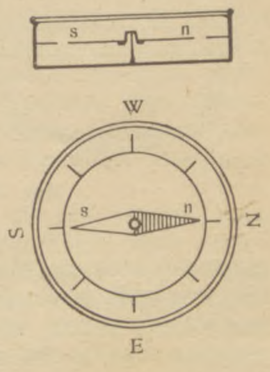
Ryc. 205.

W starożytności znane były zaledwie niektóre oderwane fakty z tej dziedziny, między innemi ten, że pewna ruda żelazista, zwana *magnesem naturalnym* (magnetyt, Fe_3O_4) posiada własność przyciągania zdala i przytrzymywania drobnych okruszyn żelaza, np. opiłek żelaznych. Dziś umiemy sporządzać sztucznie różnemi sposobami (o czem niżej) magnesy ze stali, w kształcie sztab, prętów, igieł albo podków. One okazują tę samą właściwość, jak magnes naturalny. Przyciągają opiłki zazwyczaj na obu końcach czyli *biegunach* (N, S na ryc. 205); środkiem rozciąga się t. zw. *strefa obojętna*, na której działania tego niema.

Druga podstawowa własność magnesu jest następująca. Zawieśmy sztabkę magnetyczną SN (ryc. 205) na cienkiej, nie-

skręconej nici, np. na włóknie jedwabiu. Sprawdzimy, że ustawiać się ona będzie uporczywie w określonem położeniu względem stron świata. Jeden koniec, *zawsze ten sam*, zwracać się będzie w przybliżeniu ku północy. Nazwiemy go końcem albo biegunem *północnym* lub *dodatnim;* oznaczymy go literą *N*. Drugi koniec, biegun *południowy* albo *ujemny S*, zwraca się znowu ku południowi. Odchylony z tego położenia magnes powraca doń; potrącony, waha się około niego. Są zatem siły, które utrzymują go w położeniu równowagi *trwałej*. Niema do rzeczy, czy zawiesimy magnes w miejscu otwartem, czy w zamkniętym pokoju, w piwnicy, w szkatułce drewnianej, mosiężnej, byle nie w żelaznej. Zawsze wskazywać będzie poprawnie kierunek północy.

Z tej własności magnesu skorzystano oddawna. Na niej polega zastosowanie magnesów w *kompasie* żeglarskim i mierniczym. (W pierwotnej formie kawałek magnetytu, pływający na wodzie w drewnianem czółenku; dziś igiełka stalowa namagnesowana *ns*, podparta na ostrzu igły, zamknięta zwykle w oszklonej szkatułce — ryc. 206 — opatrzonej podziałką kątową i literami *NESW**, wskazującemi strony świata).



Ryc. 206.

Zbliżywszy do zawieszonego w ten sposób magnesu drugi podobny, dostatecznie duży i silny, na którym zaznaczyliśmy uprzednio (również przez zawieszenie) położenie obu biegunów *N'* i *S'*, sprawdzimy natychmiast, że *bieguny różnoimienne* (*N* i *S'* albo *S* i *N'*) *dwu magnesów przyciągają się wzajemnie; równoimienne (N* i *N'* albo *S* i *S'*) *odpychają się*. To *działanie dynamiczne* magnesów odbywa się już zdala. Jest jednak tem silniejsze, im bardziej je zbliżymy ku sobie. Nie tamują go ani nie zmieniają dostrzegalnie przegrody, nawet grube, z desek, muru, płyt metalowych — byle nie żelaznych.

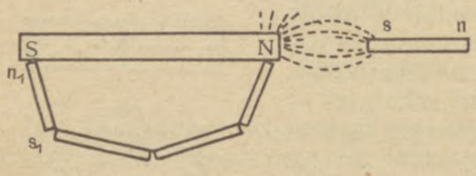
To działanie dynamiczne biegunów jest powodem, że magnes zawieszony *NS*, pod którym leży drugi, dość duży i silny, ustawi się równolegle do niego, w ten sposób, że biegun północny ruchomego wskazywać będzie ku południowemu nieruchomego (ryc. 205). Na wzór tego doświadczenia musimy tłumaczyć sobie zwracanie się biegunów kompasu ku północy i ku południowi, mianowicie: *kula ziemska jest olbrzymim magnesem; w pobliżu północnego bieguna geograficznego posiada ona biegun*

*) Początkowe litery nazw angielskich: north północ; east wschód; south południe; west zachód.

magnetyczny południowego znaku, północny magnetyczny w pobliżu południowego geograficznego (Gilbert w r. 1600, w dziele: de magnete magneticisque corporibus et de magno magnete tellure physiologia nova). Pierwotnie przypuszczano, że magnes zawieszony zwraca się ku pewnej gwieździe na niebie. Mniemanie to było jednakże błędne; obroty gwiazd nie mają żadnego wpływu na położenie magnesów.

217. Magnesowanie indukcyjne. Ruda magnetyczna albo magnes stalowy sztuczny zachowują same przez się własności magnetyczne nieograniczenie długo; nazywamy je też magnesami *trwałemi*. Przemijające własności magnetyczne można wzbudzić w każdym kawałku czystego, t. j. miękkiego i kowalnego żelaza następującym sposobem.

Umieśćmy pręcik albo sztabkę żelazną *sn* (ryc. 207) w pobliżu magnesu trwałego *SN*, w otoczeniu czyli w t. zw. *polu magnetycznem* tego magnesu.



Ryc. 207.

Zwyczajna próba z opiłkami żelaznemi przekona nas, że sztabka stała się magnetyczną, przyciąga opiłki na obu końcach. Zapomocą igiełki magnesowej sprawdzimy, że koniec sztabki *s* zbliżony albo zwrócony ku biegunowi *N* magnesu stał się biegunem *przeciwnego* znaku; drugi *n* uzyskał biegunowość równoimienną. Powiadamy, że sztabka namagnesowała się przez wpływ albo przez *indukcję* sprawioną przez magnes trwały. Po oddalaniu od niego utraci jednak całkowicie niemal to namagnesowanie nabyte.

Stawszy się magnesem sztabka *sn* jest przyciąganą przez magnes, jak gdyby sama była magnesem trwałym: *żelazo jest przyciągane przez magnesy dlatego, że uprzednio zostaje przez nie namagnesowanem.* Na materję niemagnetyczną magnesy nie działałyby wcale.

Pręcik namagnesowany indukcyjnie działać może zkolei na inne kawałki żelaza, zupełnie jak gdyby sam był magnesem trwałym. W ten sposób uczepić można u magnesu łańcuch złożony z kawałków żelaza (ryc. 207); wszystkie rozlecą się, gdy odczepimy od magnesu skrajne.

Doświadczenie to wyjaśnia teorję próby opiłkowej. Wysiane na magnes opiłki magnesują się i czepiają się wtedy jedne drugich, tudzież magnesu, zawsze biegunami przeciwnemi.

Żelazo magnesuje się indukcyjnie także w polu ziemi. Sztaba położona w kierunku południowo-północnym przyciąga północnym swym końcem południowy biegun igły kompasu; odwrócona zmienia natychmiast bieguny.

Oprócz żelaza i niewiele słabiej od niego ulegają namagnesowaniu indukcyjnemu także pozostałe dwa metale ósmej gromady naturalnej pierwiastków, nikiel i kobalt (monety niklowe są przyciągane przez magnesy). W pierwszej połowie zeszłego wieku głośny badacz angielski *Faraday* odkrył fakt zasadniczy, że nietylko wspomniane trzy metale, ale *wszystkie ciała*, stałe, ciekłe i gazowe magnesują się indukcyjnie. We wszystkich jednak zjawisko to jest niezmiernie słabe, dostrzegalne tylko pod wpływem najpotężniejszych magnesów (elektromagnesów).

Okazało się zarazem, że niektóre, Faraday nazwał je *paramagnetycznemi* (tu należą np. pallad, platyna, glin, tlen, powietrze), są przyciągane przez bieguny magnesów na podobieństwo żelaza, tylko bez porównania słabiej; inne zaś liczniejsze, nazwane *diamagnetycznemi*, są odpychane (najsilniej bizmut i ten jednak bardzo słabo). Ciało diamagnetyczne, zbliżone do magnesu, zyskuje tedy po stronie zbliżonej biegun równoimienny z działającym.

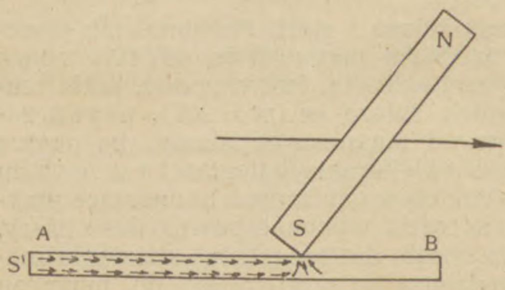
218. Histereza i koercja żelaza i stali. Podobnie jak dynamiczne tak i indukcyjne działanie magnesu na miękkie żelazo i inne ciała zmniejsza się z odległością. Przyciąganie, jakie magnes *SN* wywiera na kawałek żelaza *sn* (ryc. 207), ubywa zatem bardzo szybko, gdy go od magnesu oddalamy, bo ubywa z dwu powodów, z powodu zwiększania odległości i z powodu spadku namagnesowania. Pokonywując jednak to malejące przyciąganie musimy w każdym razie wykonać pewną ilość pracy, ażeby żelazo usunąć poza obręb dostrzegalnego działania magnesu. Nawzajem, gdy będziemy je z powrotem do magnesu zbliżali, zyskamy znowuż pracę.

Owóż żelazo okazuje tę osobliwość, że nie zwróci nam przy zbliżaniu nigdy tyle pracy, ile jej wydaliśmy przy odsuwaniu go od magnesu. Na drodze powrotnej będzie ono naogół słabiej namagnesowane i słabiej przyciągane, aniżeli było podczas oddalania. Oddalane zachowuje zawsze pewną resztę poprzedniego silniejszego namagnesowania; zbliżane nie dochodzi znowu całkowicie do dawnej mocy. Zjawisko to nazwane *histerezą* (zostawaniem się w tyle) jest przyczyną, że powtarzane przysuwanie i odsuwanie żelaza od magnesu jest zawsze połączone ze *stratą pracy*. Zgodnie z prawem zachowania energji, wzamian za straconą pracę powinien pojawiać się zawsze jakiś jej równoważnik. Pojawia się on istotnie w postaci ciepła; w tych warunkach żelazo ogrzewa się cokolwiek, jakgdyby podczas zmian namagnesowania zachodziły w jego wnętrzu jakieś działania podobne do tarcia. Fakt ten, z pozoru drobny, nie jest bez znaczenia dla elektrotechniki: *w każdym przyrządzie, w którym żelazo ulega perjodycznym zmianom namagnesowania, zachodzi z powodu histerezy strata pracy i produkcja nieużytecznego ciepła.*

Skoro oddalimy taką sztabkę żelazną od magnesu tak daleko, iżby magnes nie wywierał już na nią dostrzegalnego wpływu indukcyjnego, okaże się wtedy, że ona nie utraciła całkowicie poprzedniego swego namagnesowania; stała się słabym *magnesem trwałym*. Ażeby usunąć tę resztę namagneso-

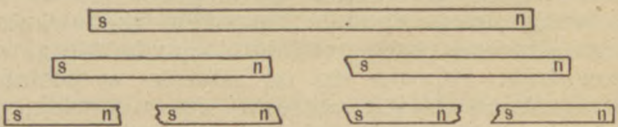
wania, należałoby ją obrócić i zbliżyć do magnesu przeciwnym końcem, o tyle, iżby przeciwnie skierowane namagnesowanie zniosło do reszty owo dawne. Tę własność żelaza zatrzymywania w sobie na trwałe części namagnesowania nabytego pod wpływem magnesu nazwano *koercją*. W czystem miękkiem żelazie koercja występuje zaledwie w śladach; znaczną natomiast wartość posiada w hartowanej stali, na czem opiera się sposób sporządzania silnych magnesów trwałych z tego materjału.

219. Magnesy stalowe i ich ustrój. Magnes trwały uzyskamy już, gdy do bieguna innego magnesu trwałego przystawimy sztorcem pręcik stalowy. Ażeby jednak w silnem działaniu, jakie biegun wywiera w najbliższem swojem sąsiedztwie, mogły uczestniczyć także dalsze cząstki pręta postępuje się tak, jak okazano na ryc. 208. Przeciąga się biegun magnesu, np. *S*, ruchem równomiernym wzdłuż całego pręta *AB*, poczem wraca się zdala od pręta do początku *A*, pociąga ponownie i t. d. Tam gdzie biegun *S* odrywa się od pręta powstanie biegun przeciwnego znaku *N'*, na drugim końcu równoimienny *S'*. Można z tym samym skutkiem użyć bieguna *N* magnesu; wtedy i pręt namagnesuje się przeciwnie.



Ryc. 208.

Uzyskane tym sposobem namagnesowanie stalowego pręta polega na pewnej przemianie wewnętrznego ustroju całego jego



Ryc. 209.

miąższu. On jest cały namagnesowany, jakkolwiek objawia własności magnetyczne tylko na końcach. Istotnie, jeżeli przełamiemy go na dwie części (ryc. 209), okaże się, że każda będzie zupełnym magnesem o dwu biegunach, skierowanych w tę samą stronę, jak w pręcie całym. *Nie można nigdy odłamać jednego bieguna magnesu od drugiego.* Najdrobniejszy nawet ułamek magnesu mieć będzie zawsze dwa bieguny *n* i *s*. Łamiąc w ten sposób dalej, dojdziemy do wniosku, że *każdy magnes*

należy uważać jako zbiorowisko drobnych cząstek, z których każda jest zupełnym magnesem o dwu biegunach.

Że pręt pierwotny objawiał działanie tylko na końcach, tłumaczy się tem, że w każdym z przekrojów pośrednich biegun północny jednej cząsteczki przylegał do południowego cząsteczki sąsiedniej. W działaniu swem magnetycznem nazewnątrz wszystkie te bieguny wewnętrzne znosiły się; pozostaje tylko działanie skrajnych.

Gdybyśmy pręt namagnesowany zgięli wkoło tak, iżby jego końce zetknęły się, znikłoby działanie i tych skrajnych biegunów. Koło takie (zamknięty obwód magnetyczny) nie okazywałoby żadnych własności magnetycznych, pomimo silnego namagnesowania w swem wnętrzu.

Ustrój wewnętrzny stali taki, jaki właśnie opisano, nazywa się *polaryzacją magnetyczną*. Namagnesować pręt stalowy, znaczy to wytworzyć w jego cząsteczkach polaryzację. Nastręcza się zaraz pytanie, skąd się biorą owe drobne cząsteczki magnetyczne w namagnesowanej stali? Mogłoby być, że one tworzą się dopiero pod wpływem magnesu użytego do magnesowania. Mogłoby zaś być także, że stal niemagnetyczna składa się już pierwotnie z takich drobniutkich cząsteczek magnetycznych, ale przemieszanych bezładnie. Pod wpływem zbliżonego magnesu one obracają się (z pewnem tarciem), jak gdyby drobne igiełki magnesowe. Zwracają swe bieguny jednoimienne dokładnie albo przybliżenie w tę samą stronę, porządkują się i polaryzacja jest gotową. Tarcie zapobiega następnie rozproszeniu się ich w pierwotny bezład.

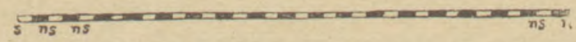
Za tą drugą hipotezą przemawia fakt, że stali nie można namagnesować powyżej pewnej granicy; i najpotężniejszy magnes nie sprawiłby nic więcej, jak tylko bardzo dokładne i zupełne uszeregowanie cząsteczek. Stal jest wtedy magnetycznie *nasyconą*; silniejszym magnesem jużby stać się nie mogła.

Podobny stan magnetycznego nasycenia okazuje również *miękkie żelazo*. Należy tedy przyjąć, że i ono składa się z drobnych, trwale namagnesowanych cząsteczek. Jednakże polaryzacja utrzymuje się w niem tylko dopóty, dopóki działa zewnętrzny magnes. Po jego usunięciu cząsteczki rozpraszają się, polaryzacja znika, zapewne za sprawą burzącego działania ruchów molekularnych zależnych od ciepła.

220. **Magnes linijny.** Prostych praw działania można oczekiwać tylko w przypadku magnesów, mających szczególnie prosty ustrój wewnętrzny. Takiemi są t. zw. magnesy linijne, dla których Karol August Coulomb znalazł takie prawo w roku 1785. Weźmy niezmiernie cienki, a stosunkowo długi pręt stalowy; namagnesujmy go przez równomierne pociąganie magnesem, od końca do końca. Utworzony w ten sposób *magnes linijny* można uważać przybliżenie jako jedno cienkie włókno,

złożone z przytykających do siebie końcami, jednakowo silnych cząsteczek magnetycznych (ryc. 210).

Działa on nazewnątrz tylko końcami, a że jest niezmiernie cienki, końce te można uważać jako punkty czyli *bieguny* ma-

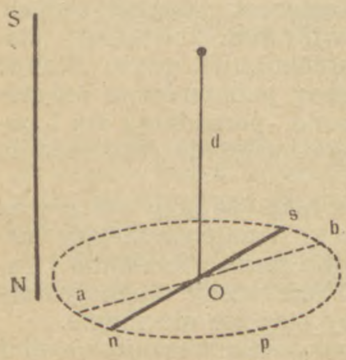


Ryc. 210.

gnetyczne, w ścisłem znaczeniu tego wyrazu. Tutaj tylko czepiałyby się go opiłki żelazne, stąd tylko wychodzi działanie przyciągające, czy odpychające na podobne bieguny innych magnesów linijnych.

221. Doświadczenia Coulomba. Coulomb sprawdził naprzód, że bieguny dwu magnesów linijnych, np. *N* i *s* albo *S* i *n* *przyciągają się albo odpychają wzajemnie siłami działającemi wzdłuż łączącej je linji prostej.*

Siły te są malutkie, wynoszą zazwyczaj nie więcej, jak kilka dyn. Ażeby je zmierzyć, Coulomb używał czułej ważki sprężynowej następującej budowy. Jeden z magnesów *ns* (ryc. 211) zawieszono na cienkim, sprężystym druciku *d*. Zaznaczywszy jego położenie początkowe *ab* na stosownej podziałce kątowej *p*, zbliżono do bieguna np. *n* biegun *N* drugiego magnesu linijnego *NS*, trzymanego pionowo. Pod działaniem siły odpychającej między *N* i *n* (działania innych biegunów nie wchodzą w grę z powodu znacznych odległości) magnes zawieszony skręca się w położenie *ns*, a zarazem skręca się drucik *d* o pewien kąt $\alpha = aOn$. Równowaga nastąpi wtedy, gdy siła sprężysta, wywołana skręceniem drutu (proporcjonalna do kąta skręcenia α) zrównoważy siłę magnetyczną. Wielkość kąta skręcenia, o ile jest niewielki, daje tedy wprost miarę natężenia odpychającej siły magnetycznej.



Ryc. 211.

Owóż doświadczenie okazało, że skręcenie drutu stawało się 4, 9, 16,... razy większe, gdy biegun *N* przysunięto do *n* na odległość zmniejszoną do $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$,... odległości pierwotnej *Nn*. Wnosimy stąd, że *odpychanie się dwu biegunów magnetycznych zwiększa się, gdy je przybliżamy, albo maleje, gdy je oddalamy, w tym stosunku, jak odwrotny kwadrat ich odległości;* to samo stosuje się do przyciągania się dwu biegunów różnoimiennych.

222. Ilość magnetyzmu. Działanie wzajemne dwu biegunów zależy jednak nietylko od ich odległości, lecz także od stopnia namagnesowania użytych prętów albo, jak Coulomb się wyraża, od *ilości magnetyzmu* w biegunach. Wyobrażamy sobie mianowicie, że bieguny magnesów są siedliskiem pewnego czynnika, „magnetyzmu“, *którego natury wcale nie przesądzamy*, którego ilość możemy jednak dokładnie mierzyć na podstawie następujących określeń:

a) Bieguny dwu magnesów będziemy uważali jako mające w sobie jednakowe „ilości magnetyzmu“, jeżeli z tej samej odległości wywierają jednakowe siły na biegun jakiegokolwiek trzeciego magnesu.

b) Ilości magnetyzmu w dwu biegunach np. N i N_1, niejednakowo silnych, mają się liczyć proporcjonalnie do sił, które one wywierają z tej samej odległości na dowolny biegun trzeci.

Wybierzmy tedy biegun jakiegokolwiek magnesu linijnego i powiedzmy, że on zawiera w sobie *jednostkę magnetyzmu*. Jeżeli inny jakiś biegun wywiera siły m razy większe od tego jednostkowego, wówczas, według tego określenia, zawierać on będzie m jednostek magnetyzmu.

223. Bezwzględna jednostka magnetyzmu. Gdyby każdy badacz posługiwał się w swych doświadczeniach innym biegunem jednostkowym, wówczas nie byłoby możliwem żadne porozumienie się między nimi; pomiary, wykonane przez jednego, nie byłyby zrozumiałemi dla innych. Ogromny postęp w nauce o elektryczności i magnetyzmie przypisać należy w znacznej mierze tej okoliczności, że na miejsce dowolnych wprowadzono w powszechne użycie takie jednostki miary, któreby każdy mógł ściśle i dokładnie utworzyć, mając do rozporządzenia tylko *podziałkę centymetrową, zegar sekundowy* i *gramowy ciężarek*.

Jednostki miary, używane w badaniach elektrycznych, oparte na tych trzech zasadniczych miarach dynamiki, nazwano *jednostkami bezwzględnemi* (Gauss i Weber, 1832—1846 r.).

Powiedzmy: ***biegun magnetyczny zawiera jednostkę bezwzględną magnetyzmu, jeżeli na drugi, równie silny, wywiera z odległości jednego centymetra w próżni albo, co prawie na jedno wychodzi, w powietrzu siłę jednej dyny.*** Jednostka tak określona oparta będzie o miary zasadnicze *cm*, *gr*, *sek*, gdyż, jak wiadomo, siła jednej dyny wywodzi się z tych miar.

224. Prawo Coulomba. Skoro biegun mający bezwzględną jednostkę magnetyzmu odpycha z odległości 1 *cm* drugi taki biegun jednostkowy siłą 1 dyny, to biegun mający m jednostek odpychać go będzie siłą m dyn. Nawzajem, w myśl prawa reakcji, biegun 1 odpycha biegun m również siłą m dyn. Inny, m' razy mocniejszy, odpychać zatem będzie biegun m siłą $m'm$ dyn; wszystko to z odległości 1 *cm*. Wzajemne działanie bie-

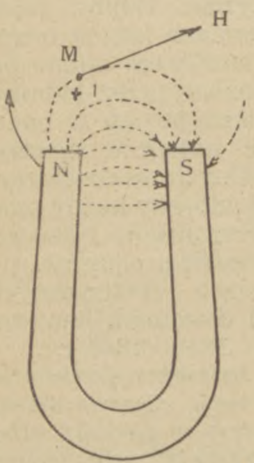
gunów m i m' z odległości r centymetrów będzie r^2 razy słabsze, wynosi więc:

$$P = \frac{mm'}{r^2} \text{ dyn.}$$

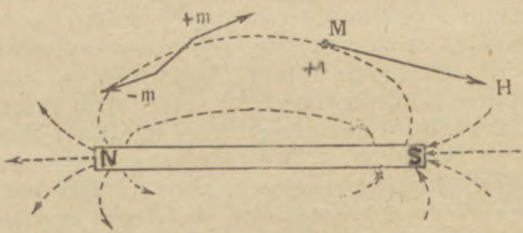
Wzór ten, podobny do prawa grawitacyjnego Newtona, streszcza w sobie określenia i doświadczenia magnetyczne Coulomba. Jeżeli $m = m'$, wówczas $P = \frac{m^2}{r^2}$, skąd wynika $m = r\sqrt{P}$. Przy pomocy tego wzoru znajdujemy, że jednostka ilości magnetyzmu $= cm^{3/2}\, gr^{1/2}\, sek^{-1}$.

225. **Pole magnetyczne.** Jaki jest wewnętrzny ustrój magnesu, jak są w nim ułożone cząsteczki magnetyczne, tego nie można dociec, nie połamawszy go na drobne części. Dla doświadczenia dostępnem jest tylko działanie magnesu w otaczającej go przestrzeni czyli w t. zw. *polu magnetycznem* magnesu.

Bieguny magnetyczne, igły magnesowe, opiłki żelazne, umieszczone gdziekolwiek w polu magnesu, doznają tam pewnych działań mechanicznych albo indukcyjnych. Działania te niezmienne w czasie, jeżeli magnes jest trwały, zmieniają się jednak w polu od punktu do punktu. Powiadamy zatem, iż pole magnesu posiada pewien ustrój; wyobrażamy sobie istnienie tego ustroju nawet wtedy, gdy pole jest zupełnie puste, gdy niema w niem żadnych igieł próbnych ani opiłek.



Ryc. 212.



Ryc. 213.

Określamy ten ustrój w następujący sposób. Przez *kierunek* pola w dowolnym punkcie M w pobliżu magnesu (ryc. 212 albo 213) rozumiemy kierunek siły MH, jakaby działała na biegun magnetyczny *północny*, umieszczony w tym punkcie. Przez natężenie H pola w punkcie M rozumiemy stosunek siły P, jakiej by tam doznawał północny biegun, do ilości m magnetyzmu zawartego w tym biegunie. Mamy zatem:

$$H = \frac{P}{m}.$$

Jednostką natężenia pola jest t. zw. *gauss. Pole magnetyczne o natężeniu jednego gaussa wywiera na biegun, mający jednostkę bezwzględną magnetyczną, siłę 1 dyny.*

Z definicji $H = \frac{\text{siła}}{\text{ilość magnetyzmu}}$ wynika, że $gauss = cm^{-\frac{1}{2}}\, gr^{\frac{1}{2}}\, sec^{-1}$.

Natężenie pola magnetycznego ziemi wynosi u nas około 0,5 gaussa. Zapomocą potężnych elektromagnesów zdołano wytworzyć pola dosięgające 50.000 gaussów.

Biegun zawierający m jednostek podlegać będzie w tymże punkcie pola, w którym natężenie wynosi H, sile $P = m H$ dyn. Biegun przeciwnego znaku, południowy — m, byłby tam pędzony siłą tej samej wielkości, ale w kierunku wprost przeciwnym.

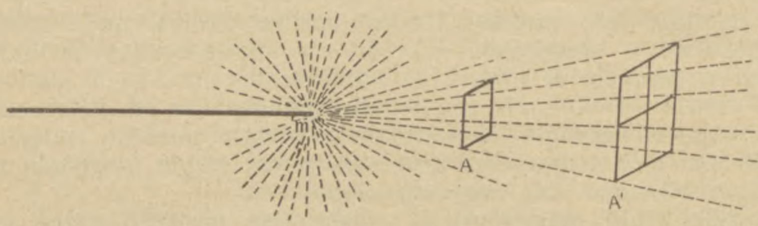
Istotnie też, magnes linijny bardzo krótki, mała igiełka magnesowa o biegunach $+m$ i $-m$, umieszczony środkiem swym w punkcie M (ryc. 213), doznawałby na swych końcach sił $P = m H$ i $P = -m H$, podlegałby więc parze sił, która ustawiłaby go równolegle do panującego w tym punkcie natężenia H. *Krótka igła magnesowa wskazuje zatem swym biegunem północnym kierunek pola magnetycznego.*

226. Linje magnetyczne. Postępując naprzód przez pole magnetyczne, zawsze w kierunku wskazanym przez taką igiełkę, zakreślimy pewną linję krzywą, zaczynającą się gdzieś u bieguna północnego danego magnesu, kończącą się u bieguna południowego. Linja taka wskazuje swym przebiegiem kierunek pola w każdem miejscu. Linjom podobnym przypisuje się pewien *kierunek przebiegu*, ten mianowicie, w którym byłby pędzony biegun magnetyczny północny, a więc w którym działa wzdłuż linij natężenie H. Na ryc. 212 i 213 wykreślono kilka takich linij w polu podkowy magnetycznej i w polu prostego magnetycznego pręta. Kierunek przebiegu zaznaczono małemi strzałkami.

Linje magnetyczne, wykreślone w dostatecznej liczbie, dają nam jakoby mapę magnetycznego pola, wskazują naocznie, gdzie i jak magnes działa w swem otoczeniu. Można je łatwo uwidocznić doświadczalnie zapomocą opiłek żelaznych. Kładzie się w tym celu na magnesie kartkę gładkiego papieru albo szybę szklaną i obsiewa opiłkami. Każda kruszyna żelaza namagnesuje się indukcyjnie w kierunku natężenia H, jakie panuje w zajmowanem przez nią miejscu. Po lekkiem wstrząśnieniu kartki opiłki ułożą się w prawidłowe szeregi, właśnie wzdłuż linij magnetycznych; czepiają się bowiem jedna drugiej przeciwnemi biegunami.

Po przebiegu tych linij można rozpoznać nietylko kierunek, lecz i natężenie pola w różnych jego częściach. Wychodząc z biegunów, one skupiają się oczywiście najgęściej w ich sąsiedztwie, gdzie i natężenie pola jest największe; gdzie zaś rozbiegają się szeroko, tam pole jest słabsze.

Uzasadnimy to na przykładzie pola, jakie otacza biegun m magnesu linijnego tak długiego, iżby działanie drugiego bieguna można było zaniedbać (ryc. 214). Według prawa Coulomba natężenie pola w odległości r od bieguna wynosi $H = \frac{m}{r^2}$, taką bowiem siłą biegun m działałby tam na biegun próbny jednostkowy (ust. 224). Pole jest w tym przypadku promieniste, wszystkie linje są proste, wychodzą z bieguna. Wyobraźmy sobie małą płaską ramkę A, np. o wielkości 1 cm^2, ustawioną prostopadle do wąskiego kosmyka linij magnetycznych, w odległości r od bieguna. Przez objęcie tej ramki przechodzi pewna liczba linij



Ryc. 214.

magnetycznych. W odległości większej, np. 2 r, linje te pomieściłyby się w ramce A', obejmującej powierzchnię 4 razy większą. Na 1 cm^2 przypadnie tam przeto czwarta część ich liczby — jeżeli, jak na rysunku, one będą wykreślone dość gęsto i z równomiernem na wszystkie strony zagęszczenieniem. Jednakże w odległości 2 r pole jest również 4 razy słabsze, niż w A. Widzimy tedy, że liczba linij magnetycznych przebijających prostopadle 1 cm^2 jest wszędzie proporcjonalna do natężenia pola.

227. Liczba linij magnetycznych. Stąd wynika inny, bardzo dogodny i naoczny sposób określenia ustroju pól magnetycznych. Wyobraźmy sobie, że w przestrzeni pustej albo zapełnionej powietrzem, otaczającej magnes, wykreślono wszędzie kosmyki linij magnetycznych, wedle tej zasady, żeby liczba przechodzących prostopadle przez 1 cm^2 linij, w którejkolwiek części każdego kosmyka, była wprost proporcjonalna do natężenia pola, które tam panuje: ich zgęszczenie na jednym cm^2 będzie wtedy wskazywało wprost natężenie pola we wszystkich innych jego częściach w powietrzu.

Przypuśćmy, że w miejscu, gdzie panuje natężenie H, po-

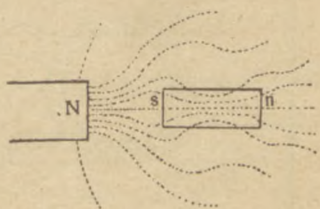
prowadziliśmy n linij magnetycznych przez przekrój (mały i prostopadły do linij) a. W myśl powyższej umowy kładziemy:

$$\frac{n}{a} = N = AH, \quad \ldots\ldots 1)$$

w czem A oznacza czynnik proporcjonalności, jednakowy dla wszystkich punktów pola. Przez N rozumiemy gęstość linij magnetycznych.

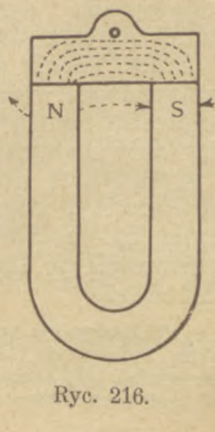
Ponieważ n jest liczbą czystą, która nie posiada wymiarów, znajdujemy na podstawie równania 1), że wymiar spółczynnika A jest równy wymiarowi odwrotności iloczynu aH. Wartość liczbowa spółczynnika A mogłaby być zupełnie dowolna. Powszechnie czynimy ją równą jedności. Wówczas wartość liczbowa gęstości linij magnetycznych równa się wprost wartości liczbowej natężenia pola. A więc np. w miejscu, w którem natężenie wynosi 5 gaussów, należy poprowadzić 5 linij magnetycznych.

228. **Zwory, osłony i okowy magnetyczne.** Promienisty ustrój pola bieguna magnetycznego N zmieni się natychmiast, gdy doń zbliżymy pręt sn z miękkiego żelaza (ryc. 215). Na zbliżonym końcu żelaza wystąpi, wywołany przez indukcję, biegun s przeciwnego znaku. Wskutek tego pole między magnesem i żelazem wzmocni się, linje magnetyczne ztłoczą się tu w większej liczbie. Inne części pola na lewo od bieguna N zostaną z nich częściowo ogołocone. Wyobrażamy sobie, że linje magnetyczne nie urywają się na powierzchni żelaza i innych ciał wprowadzonych w magnetyczne pole. Przeciwnie zakładamy, że one biegną w tych ciałach, stanowiąc przedłużenie linij przebiegających w próżni albo w powietrzu. Możemy zatem powiedzieć, że *miękkie żelazo posiada w wysokim stopniu własność zagarniania w siebie i skupiania linij magnetycznych pola.*



Ryc. 215.

Może się nawet zdarzyć, że taki kawałek żelaza zagarnie w siebie wszystkie niemal linje wysyłane przez magnes, wtedy nazywamy go *zworą magnetyczną.* Tak np. dość gruba sztaba żelaza przyłożona do końców podkowy magnetycznej NS (ryc. 216) przyjmuje w siebie (z wyjątkiem nielicznych t. zw. „uronionych“ linij) całe pole magnesu, zwiera jego linje. Po jej założeniu działanie

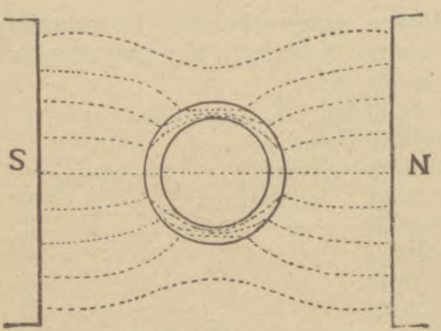


Ryc. 216.

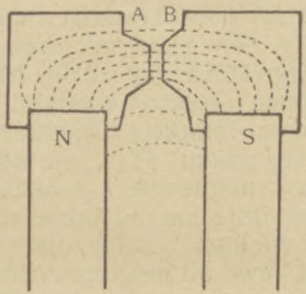
tego magnesu wdal znika prawie doszczętu. Zwora taka przyczynia się korzystnie do konserwacji magnesów stalowych, znosi bowiem działanie magnesujące wsteczne, które jego bieguny *N* i *S* wywierały na sam materjał stali. Teraz bieguny te są prawie zobojętnione przez bieguny indukcyjne przeciwnego znaku, które wystąpiły na końcach zwory*).

Z własności grubych sztuk miękkiego żelaza zagarniania linij magnetycznych korzysta się też wtedy, gdy chodzi o uchronienie jakiego przyrządu (np. igły magnesowej galwanometru) od przypadkowych zewnętrznych wpływów magnetycznych. Wystarczy przyrząd taki zamknąć w grubościennej żelaznej skrzyni (zwanej *osłoną magnetyczną* albo *pancerzem*). Widać na ryc. 217, jak linje zewnętrznego pola przechodzą przeważnie ścianami, omijając wnętrze.

Na tejże własności żelaza polega również działanie *okówbiegunowych*. Sa to grube kawałki żelaza założone na bieguny



Ryc. 217.



Ryc. 218.

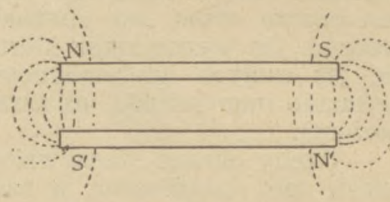
magnesu lub elektromagnesu (ryc. 218). One przejmują linje magnetyczne i przewodzą je do wąskiej szczeliny *AB*, w której zamierzamy je skupić celem uzyskania tam silnego pola.

229. Teorja działania bezpośredniego i teorja ośrodka magnetycznego. Wzajemne przyciąganie albo odpychanie się dwu magnesów (choćby nielinijnych) można uważać jako wypadkową sił, jakie bieguny jednego wywierają na bieguny drugiego, w myśl prawa Coulomba. Można jednak, jak to naprzód wskazał Faraday, zapatrywać się na to działanie inaczej. Faraday zaprzeczył możliwości bezpośredniego działania magnesów wdal; wprowadził do fizyki zasadę, że „żadne ciało nie może działać

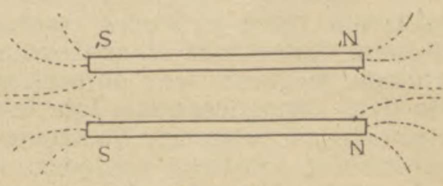
---

*) Zwory nie należy nigdy odrywać, tylko łagodnie zsuwać z magnesu. Celem zachowania silnego namagnesowania należy też chronić magnesy od wstrząśnień (nie rzucać!). Wstrząśnienia ułatwiają namagnesowanie wsteczne pod wpływem własnych biegunów magnesu, zwątlają też koercję.

tam, gdzie go niema". Siły dostrzegane między magnesami uważa on jako skutek napięć i ciśnień, jakie wytworzyły się w ośrodku otaczającym, za sprawą tych magnesów, wszędzie gdzie tylko dosięga ich pole. Przyciągnie się np. dwu równoległych prętów magnetycznych *NS* i *S' N'* (ryc. 219), zwracających ku sobie różnoimienne bieguny, można wytłumaczyć, gdy się przyjmie, że wzdłuż linij magnetycznych, łączących bieguny *N* i *S'* tudzież *S* i *N'*, ośrodek jest naprężony, jak gdyby linje te były napiętemi strunami. Ażeby zrozumieć, dlaczego, mimo to naprężenie, one nie wyprostowały się, lecz są rozmaicie zakrzywione, trzeba jeszcze przyjąć, że obok napięć w kierunku linij magnetycznych istnieją w ośrodku także ciśnienia boczne, do tych linij prostopadłe. Owe naprężone struny rozpierają się tedy jeszcze na boki. Będzie też odrazu widocznem, że odpychanie się dwu prętów, zwracających ku sobie bieguny jednoimienne (ryc. 220), jest skutkiem tego właśnie rozpierania się.



Ryc. 219.



Ryc. 220.

Maxwell udowodnił ścisłym rachunkiem, że ten sposób pojmowania działań magnesów prowadzi dokładnie do tych samych wyników, jak prawo Coulomba. Trzeba tylko przyjąć, że w każdym punkcie pola, w powietrzu, gdzie panuje natężenie H gaussów, napięcie wynosi $\frac{H^2}{8\pi}$ dyn na cm^2 w kierunku linij i tyleż ciśnienie boczne prostopadłe do nich.

Magnesy działają jednak na siebie także w najdoskonalszej próżni. Należało zatem przyjąć, że przestrzeń, w której niema żadnej dostrzegalnej materji, nie jest również pustą, lecz że i ją zapełnia jakiś ośrodek, zdolny przenosić działania magnesów. Hipoteza ta nie była nową. Celem wytłumaczenia przenoszenia się energji promienistej (światła) z jednego ciała na drugie, nawskróś przez pozorną próżnię, taki ośrodek hipotetyczny, pod nazwą *eteru świetlnego*, był już oddawna wprowadzony do nauki, jako konieczny postulat t. zw. falowej teorji światła. Maxwell okazał, że tenże sam eter świetlny jest zarazem ośrodkiem magnetycznym (i elektrycznym).

Należy jednak ostrzedz czytelnika, że napięć i ciśnień magnetycznych w jakim ośrodku nie należy wyobrażać sobie —

na podobieństwo ciśnień w ciałach sprężystych — jako wynik odkształceń, a więc ruchów jego cząstek. O napięciach tych nie możemy powiedzieć nic więcej, jak tylko, że one są, jak są wielkie i jak rozłożone. Teorja Faradaya i Maxwella nie tłumaczy bynajmniej magnetyzmu przez sprężystość. Raczej naodwrót, w spółczesnej fizyce pojawia się dążność do wyjaśniania działań molekularnych, takich jak sprężystość, siłami elektrycznemi i magnetycznemi. Te ostatnie występują jako objawy najprostsze, ostateczne, nie podlegające dalszemu rozbiorowi.

230. **Pole magnetyczne ziemi. Inklinacja.** W porównaniu z polami silnych magnesów stalowych, pole magnetyczne ziemi jest bardzo słabe, nie możnaby np. wykazać go opiłkami żelaznemi. Do wyznaczenia kierunku i natężenia tego pola używa się też czułych igieł magnesowych. Zwyczajna igła kompasu wskazuje nam jednak, jak zaraz obaczymy, tylko jego składową poziomą.

Ażeby okazać rzeczywisty kierunek pola ziemi, należy zawiesić igłę magnesową w taki sposób, żeby miała swobodę ustawiania się w każdym dowolnym kierunku w przestrzeni. Służy do tego celu t. zw. *igła inklinacyjna SN* (ryc. 221) obracalna naprzód około cienkiej stalowej poziomej osi, przetkniętej dokładnie przez jej *środek ciężkości O*. Oś wspiera się na mosiężnem strzemieniu *M*, zawieszonem na cienkiem niekręconem włóknie, mogącem tedy obracać się około pionowej osi. Gdyby nie była namagnesowaną, igła taka byłaby w równowadze w jakiemkolwiek położeniu. Namagnesowana ustawia się w zupełnie określonem położeniu względem stron świata. Jej oś *SN* wskazuje wtedy kierunek pola magnetycznego ziemskiego w miejscu obserwacji. W Polsce pochyla się pod kątem około 66^0 ku poziomowi, biegunem północnym *N* nadół. Kąt ten zowie się *inklinacją* magnetyczną*). Na rycinie jest oznaczony przez *i*.

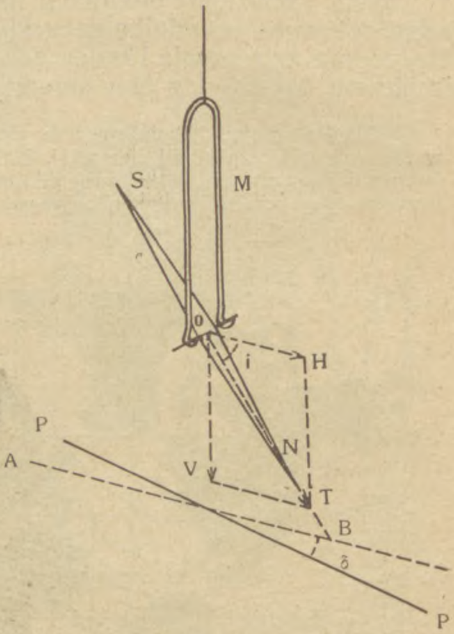
231. **Deklinacja magnetyczna.** Jednocześnie igła taka ustawi się w zupełnie określonej płaszczyźnie pionowej *ABNS* (ryc. 221), którą nazywamy *południkiem magnetycznym*. Płaszczyzna ta nie przychodzi dokładnie przez południowy i północny punkt widnokręgu. Połać jej północna odchyla się od południka geograficznego *PP* na wschód albo na zachód o kąt zwany *deklinacją magnetyczną* δ. Kąt ten okazuje również w różnych miejscach ziemi i w różnych czasach różne wartości; u nas wynosi obecnie około 5^0 na zachód.

Znajomość deklinacji jest ważną nietylko dla teorji, mającej wyjaśnić przyczyny magnetyzmu ziemskiego (o czem niewiele dotąd wiadomo), lecz i dla praktyki żeglarskiej i mierni-

*) Przyrząd służący do dokładnego wymierzania kąta inklinacji, t. zw. *inklinatorjum*, różni się tylko w podrzędnych szczegółach od opisanego urządzenia.

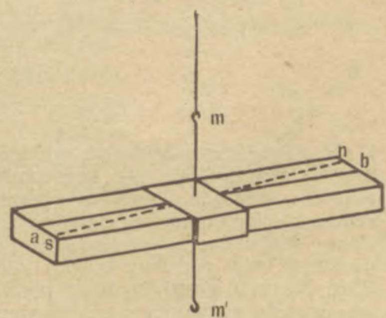
czej; znając bowiem kąt deklinacji, możemy wyznaczyć kierunek południka geograficznego zapomocą igły magnesowej.

Do wyznaczenia deklinacji nie potrzeba igły ruchomej na wszystkie strony, jak na ryc. 221. Wystarczy widocznie igła pozioma, obracalna około pionowej osi, jakiej używa się w pospolitych kompasach magnetycznych. Ażeby zrównoważyć jej dążność do pochylania się pod kątem inklinacji, należy ją zawiesić lub podeprzeć nie zupełnie w środku ciężkości, lecz cokolwiek od strony końca północnego.



Ryc. 221.

Do dokładnych określeń kąta deklinacji nie używa się cienkich zaostrzonych igieł, lecz cięższych, silnie namagnesowanych prętów stalowych *sn* (ryc. 222), zawieszonych na cienkiem, nieskręconem włóknie. Na pręcie zaznaczona jest, tak lub owak, linja celowa *ab*, która ma wskazywać kierunek południka magnetycznego. Nie można jednak nigdy być pewnym, że ta linja celowa zgadza się istotnie z kierunkiem wypadkowego namagnesowania pręta, z jego *osią magnetyczną sn*. Pewnem jest raczej, że cząsteczki magnetyczne stali nie ułożyły się podczas namagnesowania ściśle symetrycznie względem tej linji *ab*. Wynikający stąd błąd można wynaleźć i usunąć, spostrzegając położenie równowagi magnesu dwukrotnie: za drugim razem obraca się górną jego stronę nadół (do czego służą np. dwa haczyki do zawieszania, *m* i *m*'). Oś magnetyczna *sn* ustawi się w obu przypadkach dokładnie w południku magnetycznym; linja celowa *ab* zaś wskaże dwa kierunki cokolwiek

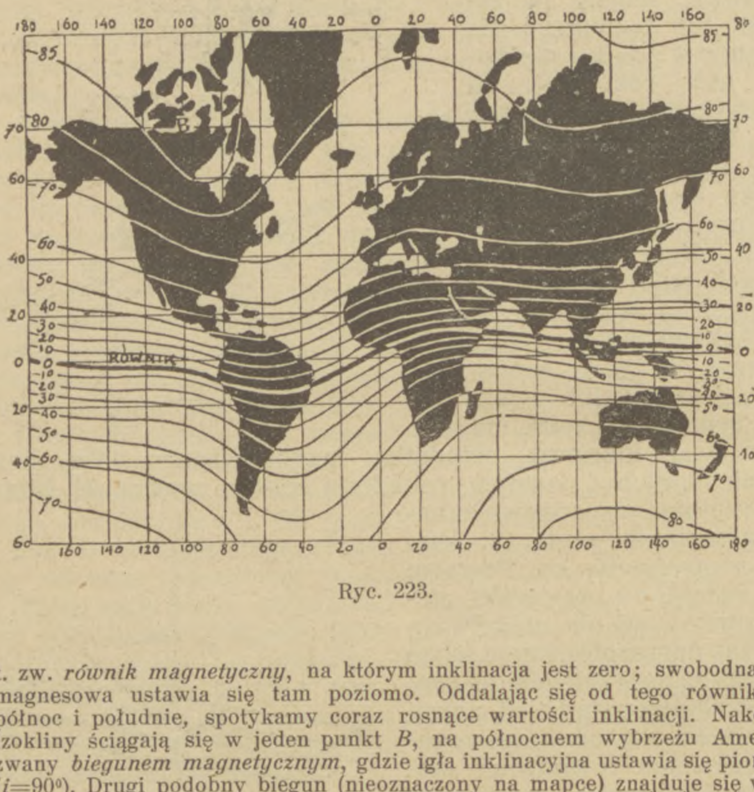


Ryc. 222.

różne. Szukany południk leży widocznie pośrodku między niemi. Błąd taki miewają także zwykłe, zaostrzone na końcach igły kompasów, o czem wypada pamiętać.

Celem znalezienia deklinacji należy jeszcze wyznaczyć dokładnie kierunek południka geograficznego jednym ze sposobów, jakie podaje astronomja i zmierzyć stosownem narzędziem kątomierniczem kąt między obu południkami.

Mapka na ryc. 223 daje pewne wyobrażenie o wartościach inklinacji w różnych miejscach kuli ziemskiej. Nakreślone tam linje, t. zw. *izokliny*, łączą miejsca mające jednakową inklinację. W pobliżu równika geograficznego opasuje ziemię dokoła, odbiegając od niego miejscami dość daleko,



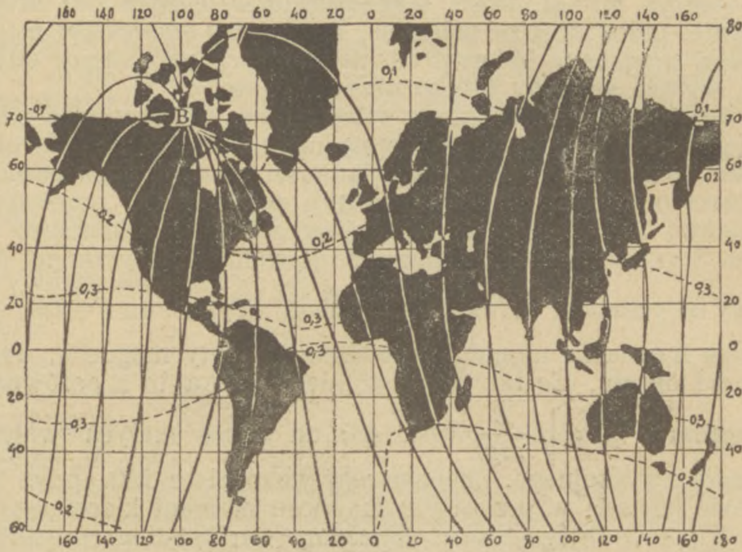
Ryc. 223.

t. zw. *równik magnetyczny*, na którym inklinacja jest zero; swobodna igła magnesowa ustawia się tam poziomo. Oddalając się od tego równika na północ i południe, spotykamy coraz rosnące wartości inklinacji. Nakoniec izokliny ściągają się w jeden punkt *B*, na północnem wybrzeżu Ameryki, zwany *biegunem magnetycznym*, gdzie igła inklinacyjna ustawia się pionowo ($i=90^0$). Drugi podobny biegun (nieoznaczony na mapce) znajduje się w pobliżu bieguna geograficznego południowego. Oba bieguny magnetyczne nie leżą zresztą na jednej średnicy ziemi.

Mapka na ryc. 224 okazuje znowu przebieg t. zw. *linij południkowych*, wzdłuż których poruszałby się podróżnik na powierzchni ziemi, gdyby szedł wciąż naprzód w kierunku wskazanym przez kompas. Ich odchylanie od południków geograficznych wskazuje w każdem miejscu wartość deklinacji. One prowadzą wszystkie do biegunów magnetycznych. W biegunie samym kompas traci orjentację, gdyż pole jest tam pionowe, niema przeto składo-

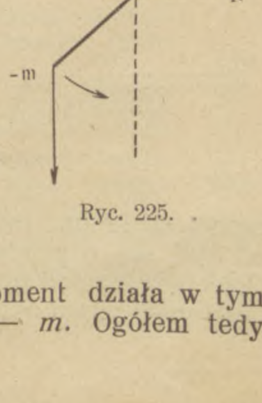
wej poziomej, która kieruje igłą kompasu. W Europie zachodniej, jak okazuje ryc. 224, deklinacja jest obecnie zachodnia, we wschodniej wschodnia.

Linie kreskowane na powyższej mapce łączą punkty, w których składowa pozioma ma tę samą wartość. Są to tak zw. *izodynamy*.



Ryc. 224.

232. Natężenie składowej poziomej pola magnetycznego ziemi i momenty magnesów. Rozłóżmy, wedle prawa równoległoboku sił, natężenie OT pola ziemi (ryc. 221) na składową poziomą $H=OT\cos i$ i pionową $V=OT\sin i$. Poziomy magnes, obracalny około pionowej osi (ryc. 222), będzie kierowany wyłącznie przez pierwszą z nich; druga jest zrównoważona ciężarem samego magnesu. Odchylmy taki magnes, mający długość l, bieguny $+m$ i $-m$, o pewien kąt α z południka magnetycznego (ryc. 225). Północny jego biegun $+m$ składowa H pola ziemi ciągnie ku północy siłą mH, mającą względem osi O ramię $OR=\frac{l}{2}\sin\alpha$. Ona wywiera zatem na magnes moment dynamiczny $mH\frac{l}{2}\sin\alpha$, usiłujący obrócić go zpowrotem w południk. Takiż sam moment działa w tym samym kierunku, na biegun południowy $-m$. Ogółem tedy



Ryc. 225.

magnes odchylony podlega momentowi wypadkowemu
$2\left(mH\frac{l}{2}\sin\alpha\right) = mlH\sin\alpha.$

Iloczyn $ml=M$, ilości magnetyzmu w jednym lub drugim biegunie, przez długość magnesu, nazywamy *momentem magnetycznym* magnesu. Moment sił, działających na magnes odchylony, wyraża się tedy krótko przez $MH \sin\alpha$.

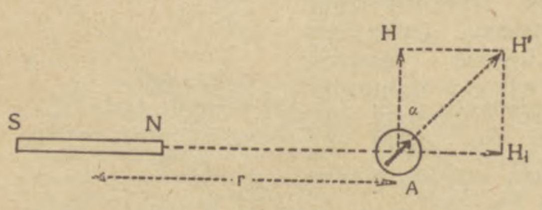
Jeżeli magnes odchylony w ten sposób puścimy swobodnie, wówczas, pod wpływem tego momentu sił, zacznie on się obracać ku południkowi. Mocą bezwładności przeleci poza południk w przeciwną stronę, zawróci, odchyli się znowu w pierwotnym kierunku i t. d. Słowem będzie wahać się na podobieństwo wahadła. Stosując dosłownie znaną teorję wahadła fizycznego, obliczymy natychmiast okres T tych wahań. Wynosi on $T=2\pi\sqrt{\frac{B}{MH}}$, w czem B oznacza moment bezwładności bryły magnesu, względem osi obrotu. Że tak jest istotnie, wynika to z porównania z wzorem $T=2\pi\sqrt{\frac{B}{mgf}}$ (ust. 46) na okres małych wahnień wahadła zwyczajnego. Zamiast mgf wchodzi tu MH, gdyż taką wartość posiada w przypadku magnesu moment kierujący.

Z poprzedniego wzoru obliczamy wartość iloczynu MH:

$$MH=\frac{4\pi^2B}{T^2} \quad \ldots\ldots. 1)$$

wyrażoną przez wielkości znane z doświadczenia: T zmierzymy z pomocą zegarka sekundowego, B obliczymy z wagi i rozmiarów magnesu według wzorów, jakie w tym względzie podaje mechanika. Można też moment bezwładności B znaleźć doświadczalnie — nad czem nie będziemy się tu zastanawiali.

Ażeby znaleźć wartość każdego z niewiadomych czynników M i H oddzielnie, wykonywa się (metodę tę wynalazł Gauss) drugi pomiar, jak następuje. Tenże sam magnes SN (ryc. 226), którego okres wahań zmierzyliśmy, kładziemy od strony wschodniej albo zachodniej obok małej igiełki kompasu A w odległości r, mierzonej od środka magnesu. Pod działaniem tego magnesu igła odchyli się o pewien kąt α z południka; zmierzymy ten kąt. Obok pola H ziemi wystąpiło bowiem pole H_1 magnesu, do tamtego prostopadłe. Igła ustawi się w kierunku wypadkowej H' tych dwu



Ryc. 226.

pól, przyczem będzie $tg\,\alpha = \frac{H_1}{H}$. Otóż H_1 możemy obliczyć według prawa Coulomba; jest mianowicie $H_1 = m\left(r - \frac{l}{2}\right)^{-2} - m\left(r + \frac{l}{2}\right)^{-2}$, w czem m oznacza ilość magnetyzmu w biegunach magnesu NS, l jego długość. Skoro l jest małe w porównaniu z r, zastosujemy znane rozwinięcie na szereg, według wzoru $\left(1 \pm \frac{l}{r}\right)^{-2} = 1 \mp \frac{2l}{r} + \ldots$, opuszczając wyższe potęgi, poczem prosty rachunek da nam $H_1 = \frac{2M}{r^3}$.

Mamy teraz $tg\,\alpha = \frac{2M}{Hr^3}$, skąd

$$\frac{M}{H} = \frac{r^3 tg\,\alpha}{2} \ldots\ldots 2).$$

Z obydwu równań (1) i (2) obliczymy wkońcu obie niewiadome H i M.

Tą metodą (którą naszkicowaliśmy tu tylko w ogólnych zarysach) wyznacza się natężenie składowej poziomej H pola magnetycznego ziemi, w miarach bezwzględnych, w gaussach — w Polsce H wynosi obecnie około 0·2 gaussów.

Jednocześnie pomiar ten daje nam wartość momentu magnetycznego M użytego pręta magnetycznego, również w mierze bezwzględnej. Tą drogą znaleziono, że w cienkich, a długich prętach z dobrej stali można nagromadzić, w przypadku namagnesowania aż do nasycenia, około 700 jednostek bezwzględnych momentu w każdym centymetrze sześciennym stali. Igła np. długości 20 *cm*, o przekroju 1 mm^2, mająca zatem objętość 0·2 cm^3, przyjmie tedy w najlepszym razie moment magnetyczny $M = 0{\cdot}2 . 700 = 140$; na biegunach mieć będzie wtedy $m = \frac{140}{20} = 7$ jednostek magnetyzmu. Krótkich prętów nie można namagnesować tak silnie, z powodu namagnesowania wstecznego, jakie w nich wywołują własne bieguny.



Ryc. 227.

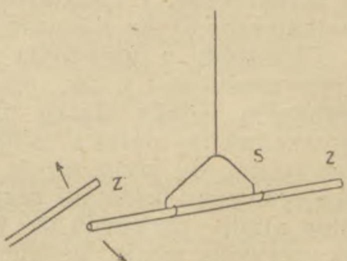
233. Igły astatyczne. Zwyczajna igła magnesowa, np. w kompasie, jest przytrzymywana w południku magnetycznym stosunkowo dość silnie przez pole ziemi. Wskutek tego jest mało wrażliwa na inne słabe działania magnetyczne, usiłujące odchylić ją z południka. Do wykazania podobnych działań używa się często (np. w galwanometrach, ust. 258) t. zw. *igieł astatycznych*, nad któremi magnetyzm ziemski niema żadnej władzy. Igła taka składa się z dwu igieł albo garniturów igieł, sztywnie z sobą

związanych *sn*, *n's'* (ryc. 227), jednakowo silnych, zwróconych biegunami północnemi w przeciwne strony. Momenty wywarte na nie przez pole ziemi znoszą się. Wskutek tego słabe nawet działanie, wywarte na jedną z nich, sprawia znaczne odchylenie, zależne teraz tylko od sprężystości włókienka, na którem igła wisi. Czułość tego urządzenia spotęguje się jeszcze, gdy odchylenie wskazywać nam będzie promień światła, odbity od zwierciadełka *Z*.

ROZDZIAŁ II.

Elektryczność.

234. Naelektryzowanie dodatnie i ujemne. Podobnie jak znajomość zjawisk magnetycznych zaczęła się od odkrycia własności rudy magnetycznej, tak badaniom nad elektrycznością dały początek objawy okazywane przez bursztyn (po grecku: *elektron)*, potarty np. suknem, futrem albo jedwabiem. Minerał ten przyciąga wówczas lekkie ciała, jak skrawki papieru, pozłótki, słomy i t. p., a przyciągnąwszy odpycha je następnie (czego magnesy nie czynią). Powiadamy, że przez potarcie bursztyn *naelektryzował się*. Na początek nie będziemy jednak mówili o przyciąganiu ciał nienaelektryzowanych przez elektryczne (ust. 239), lecz o wzajemnych działaniach dwu ciał, które oba są naelektryzowane.



Ryc. 228.

Nietylko bowiem bursztyn, lecz wszystkie ciała elektryzują się przez potarcie, jedne słabiej, inne silniej — zależnie od rodzaju i od tego *czem były pocierane;* koniecznem jest tylko, żeby pocierane i potarte *nie były jednakowego rodzaju.* Szczególnie dobrze nadają się do tych doświadczeń, obok bursztynu, szkło, lak zwyczajny i inne żywice, czarny twardy kauczuk, zwany ebonitem, siarka, celuloid i t. p.

Zawieśmy na drucianem strzemionku *S*, na cienkiej nici, potartą suknem laskę ebonitu *Z* (ryc. 228). Zbliżmy do niej drugą, podobnież naelektryzowaną laskę ebonitu *Z'*. Dostrzeżemy, że one *odpychają się* wzajemnie. Zbliżmy jednak nalelektryzowaną, również przez potarcie suknem, laskę szklaną; sprawdzimy teraz *przyciąganie*. Podobne doświadczenie wykonane z dwiema laskami szklanemi wykaże znowu odpychanie się.

Obok pocierania znamy dziś wiele innych sposobów elektryzowania ciał. Jakkolwiek jednak byłoby naelektryzowanem, każde ciało zachowywać się będzie bądź jak szkło, bądź jak ebonit (albo żywica) w powyższem doświadczeniu: będzie albo przyciągało żywicę, odpychało szkło, albo naodwrót. *Są zatem dwa i tylko dwa różne stany elektryczne;* nazywano je pierwotnie szklanym i żywicznym. *Dwa ciała naelektryzowane jednoimiennie odpychają się, różnoimiennie przyciągają się.*

Nalektryzowanie szklane nazywamy dziś *dodatniem*, żywiczne *ujemnem*. Nazwy te, zapożyczone z algebry, mają wskazywać, że wspomniane dwa stany elektryczne okazują podobne przeciwieństwo, jak dodatnie i ujemne wielkości algebraiczne: dodane do siebie *znoszą się wzajemnie* czyli *zobojętniają się*. Istotnie gdybyśmy na drucianem strzemionku *S* położyli obok siebie dwie laski, naelektryzowane jednakowo silnie (t. zn. odpychające lub przyciągające zosobna jednakowemi siłami), jedną szklaną, drugą żywiczną, wówczas one nie działałyby wcale na inne ciała naelektryzowane, ani też nie podlegałyby żadnemu działaniu elektrycznemu: o ile bowiem jedna przyciąga, o tyle odpycha druga.

Przy elektryzowaniu ciał przez potarcie, a jak zaraz dodamy, przy każdym innym sposobie elektryzowania, występują zawsze jednocześnie *oba stany elektryczne*, dodatni i ujemny, w jednakowym stopniu. Potrzyjmy np. laskę szklaną jedwabną chustką; sprawdzimy przyrządem ryc. 228 lub innym podobnym, że jednocześnie z dodatniem naelektryzowaniem szkła jedwab naelektryzował się ujemnie i tak zawsze.

Prostym, a dogodnym środkiem rozpoznania znaku naelektryzowania jest t. zw. *proszek elektroskopowy*. W słoiku zawiązanym cienką siatką muślinową znajduje się mieszanina sproszkowanej siarki z minją. Przy wysiewaniu ziarenka minji elektryzują się przez tarcie dodatnio, siarki ujemnie. Ciała naelektryzowane dodatnio przyciągają tylko ziarenka siarki, odpychają minję; okrywają się żółtym proszkiem. Ujemne okrywają się czerwoną minją. Po kolorze poznaje się natychmiast znak naelektryzowania.

235. **Przewodniki i izolatory. Elektryczność.** Dotknijmy jakiem silnie naelektryzowanem ciałem kawałka szkła albo żywicy albo kauczuku. Sprawdzimy za pomocą proszku elektroskopowego, że ciało dotknięte przeszło również w stan elektryczny. W najlepszym razie ono naelektryzuje się jednak tylko w punkcie dotkniętym i w najbliższem jego otoczeniu.

Dotknijmy w podobny sposób kawałka miedzi, żelaza, cynku lub innego metalu, trzymając go przytem w ręku. Nie znajdziemy w tym przypadku ani śladu naelektryzowania na metalu. Jednakże wniosek, jakoby te ciała nie przyjmowały stanu elektrycznego, byłby przedwczesny i mylny. Zawieśmy bowiem

pręt metalowy na strzemionku *S* ryc. 228, a strzemionko na jedwabnej nici. Przekonamy się wtedy, że on elektryzuje się doskonale i to nietylko w punkcie dotkniętym, lecz *na całej powierzchni*. Naelektryzowany w ten sposób przyciąga lub odpycha (zależnie od znaku) szkło potarte — słowem zachowuje się jak te ciała, na których stan elektryczny wywołany był wprost przez potarcie. Można nawet także, jak powiadamy, *odosobniony* albo *izolowany* kawałek metalu naelektryzować bezpośrednio, uderzając go np. futrem albo suknem. Naelektryzuje się wtedy nietylko w miejscu potartem, lecz wszędzie.

Doświadczenia podobne, datujące się jeszcze z wieku XVII-go, dały podstawę do utworzenia pojęć *„elektryczności“*, *„przewodników elektrycznych“* i *„izolatorów“* — pojęć podstawowych, które stały się osnową całej teorji zjawisk elektrycznych.

Wetknijmy jeden koniec metalowego drutu w ziemię, albo uwiążmy go do idącej w ziemię rury gazowej lub wodociągowej. Drugim końcem dotknijmy — choćby na najkrótszą chwilę — takiego metalu zawieszonego na jedwabnej nici (albo osadzonego na szklanej nóżce), który naelektryzowaliśmy jakim bądź sposobem. Okaże się, że wszelkie objawy elektryczne, jakie metal okazywał, znikną niezwłocznie bez śladu.

Wyobrażamy sobie tedy, że w metalu naelektryzowanym znajdował się jakiś czynnik, którego obecność była właśnie powodem dostrzeganych w nim objawów elektrycznych. Wyobrażamy sobie dalej, że po drucie, którym dotknęliśmy metalu, czynnik ten uszedł do ziemi — jak woda uchodzi ze zbiornika rurą wiodącą nadół. Dokładną analizę tego zjawiska, zwanego *rozbrojeniem* naelektryzowanego metalu, poznamy później. Czynnik ten, nie przesądzając nic jeszcze o jego naturze, nazwiemy *elektrycznością*, a o drucie powiemy, że *przewodzi*, że jest *przewodnikiem* elektryczności. Jedwabna nitka albo podstawka szklana nie mają tej zdolności przewodzenia elektryczności, one zagradzają jej drogę, pozwalają zamknąć elektryczność w kawałku metalu, są *izolatorami*.

Elektryczność może tedy przenosić się, przepływać, z naelektryzowanego przewodnika do drugiego. Wystarczy dotknąć jednego drugim albo połączyć je drutem z przewodzącego materjału.

Przewodnikami elektryczności są wszystkie metale, węgiel, woda studzienna i inne roztwory wodne soli i kwasów, ciała wilgotne, wilgotna ziemia, płomienie. Przewodnikiem jest również ciało ludzkie, a raczej zawarte w niem wodniste płyny. Możemy tedy rozbroić przewodnik naelektryzowany, gdy dotkniemy go ręką, wspierając się na ziemi stopami nieizolowanemi.

Izolatorami są wszystkie gazy, żywice, parafina, kauczuk, gutaperka, szelak, jedwab, porcelana, marmur i większa część

innych minerałów w stanie wysuszonym, szkło wymyte i suche nafta, terpentyna, oleje. Najlepiej z ciał stałych izoluje bursztyn, gorzej szkło, głównie z powodu wilgoci atmosferycznej, która osadza się na jego powierzchni.

Bezwzględnie izoluje doskonała próżnia.

236. Prawa elektryczne Coulomba. Mechaniczne działanie, ciał naelektryzowanych dało Coulombowi podstawę do ściślejszego ilościowego określenia pojęcia elektryczności. Nie wchodząc wcale, czem jest elektryczność, można ustalić zasady ścisłego mierzenia jej ilości. Powtórzymy tu dokładnie, co powiedziano w ust. 222 o magnetyzmie. Należy wyobrazić sobie ciało naelektryzowane tak małych rozmiarów, żeby jego kształt nie wchodził zupełnie w rachubę, słowem punkt albo *biegun elektryczny.* Sprawdzimy naprzód, że dwa takie bieguny działają na siebie wzdłuż łączącej je prostej i postanowimy, co następuje: *dwa bieguny elektryczne zawierają jednakowe ilości elektryczności, jeżeli w równych warunkach działają jednakowo silnie na jakikolwiek biegun trzeci;* powiemy następnie, że *jeden z nich zawiera n razy więcej elektryczności niż drugi,* czyli, że posiada *n* razy większy „nabój“ elektryczny, *jeżeli działanie jest n razy silniejsze.*

Bieguny elektryczne Coulomb naśladował zapomocą małych lekkich kuleczek z rdzenia bzu lekarskiego, powleczonych pozłótką i osadzonych na cienkich izolujących trzonkach z szelaku. Zapomocą opisanej poprzednio ważki sprężynowej (ryc. 211) sprawdził, że zarówno przyciąganie się dwu takich kuleczek, naelektryzowanych różnoimiennie, jak odpychanie się równoimiennych, zmniejsza się w miarę wzrostu ich oddalenia jak *odwrotny kwadrat odległości.*

Zasadnicze prawo elektryczne Coulumba opiewa zatem tak samo, jak prawo magnetyczne: ***dwa nieruchome bieguny elektryczne działają na siebie wzdłuż łączącej je prostej, siłą przyciągania lub odpychania, proporcjonalną do iloczynu nabojów elektrycznych jednego i drugiego bieguna, odwrotnie proporcjonalną do kwadratu ich odległości.***

237. Jednostka elektryczności. Można zatem jak w przypadku magnetyzmu, przyjąć za jednostkę nabojów elektrycznych nabój takiego bieguna elektrycznego, który odpycha drugi, równy sobie, z odległości jednego centymetra w próżni siłą jednej dyny. Istotnie jednostka taka bywa stosowaną w poszukiwaniach teoretycznych; nazywa się jednostką „bezwzględną elektrostatyczną“, gdyż wyprowadzono ją z działań nabojów nieruchomych czyli statycznych. Działania te są, praktycznie rzeczy biorąc, takie same w powietrzu jak w próżni. Posługując się jednostką elektrostatyczną naboju możemy siłę P działającą w próżni pomiędzy nabojami e i e', umieszczonemi w odległo-

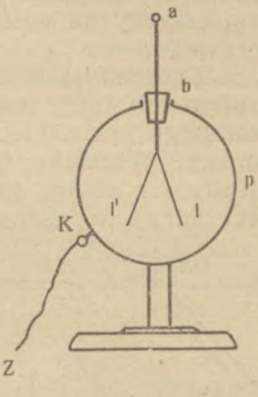
ści r, wyrazić następującym wzorem:

$$P = \frac{e e'}{r^2}.$$

Jeżeli $e = e'$, wówczas $e = r\sqrt{P}$. Stąd wynika, że jednostka elektrostatyczna naboju $= cm^{3/2}\ gr^{1/2}\ sek^{-1}$.

238. Elektroskopy są to przyrządy do wykrycia słabego nawet naelektryzowania; polegają na przyciąganiu się i odpychaniu lekkich naelektryzowanych przewodników. Są dwa typy tych przyrządów, zasadniczo różne:

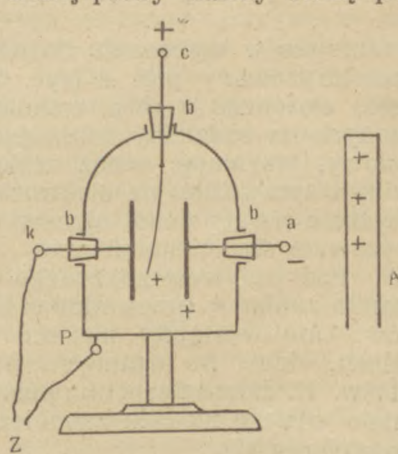
a) Elektroskop *dwulistkowy* (ryc. 229) zawiera dwa podłużne skrawki pozłótki l i l', t. zw. listki,[1] zawieszone obok siebie na dolnym końcu izolowanego czopkiem bursztynowem b metalowego pręta a, zwanego *elektrodą* (= drogą elektryczności).



Ryc. 229.

Listki i dolna część elektrody znajdują się wewnątrz blaszanej, zprzodu i z tyłu oszklonej puszki p. Za dotnięciem elektrody a ciałem naelektryzowanem, listki, uzyskawszy naboje równoimienne, rozchylają się, dopóki własny ich ciężar nie zrównoważy siły elektrycznego odpychania. Powinny zatem być lekkie, żeby przyrząd był odpowiednio czuły. Podczas takiej próby należy samą puszkę dokładnie rozbroić; dlatego jest metalowa i ma drugą elektrodę K, którą łączy się drutem z ziemią Z.

b) Elektroskop *jednolistkowy* (ryc. 230) pozwala rozpoznać znak naelektryzowania, czego tamte nie czynią. Listek jest jeden, izolowany i opatrzony z innego źródła silnym nabojem znanego znaku, np. dodatnim. Wisi pośrodku między dwiema płytkami metalowemi izolowanemi, połączonemi z elektrodami a i k. Jedną z nich łączy się z ziemią, drugiej udziela badanego naboju. Listek odchyli się w prawo lub w lewo, zależnie od znaku tego naboju. Odchylenia liczą się od tego położenia listka, zwanego *zerowem*, jakie on zajmuje, gdy

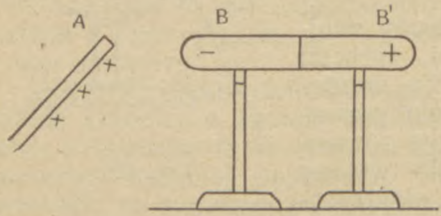


Ryc. 230.

obie elektrody *a* i *k* połączone są z ziemią. Spostrzegając odchylenia silnie powiększającym mikroskopem, można tym przyrządem wykazać bardzo słabe nawet naelektryzowanie.

239. Elektryzowanie indukcyjne. *Doświadczenie 1.* Zbliżmy do izolowanej elektrody *a* elektroskopu jednolistkowego (ryc. 230) jakiekolwiek naelektryzowane ciało, np. potarty pręt szklany *A*. Listek uchyli się, *jakkolwiek nie dotknęliśmy jeszcze elektrody;* uchyli się w tę stronę, jakgdyby połączona z elektrodą płytka uzyskała nabój dodatni, równoimienny z nabojem szkła. Oddalmy pręt szklany na wielką odległość — listek wróci do położenia zerowego.

Doświadczenie 2. Połączmy jednak elektrodę *a* z ziemią, drutem lub ręką, podczas gdy zostaje pod wpływem naelektryzowanego szkła. Listek, odchylony dotąd, opadnie w położenie zerowe. Wszelako, jeżeli przerwiemy *naprzód* połączenie elektrody *a* z ziemią (co nie wywrze żadnego wpływu na położenie listka), a *następnie* oddalimy daleko pręt szklany, listek uchyli się znowu, ale w stronę przeciwną niż pierwej, wskazując teraz naelektryzowanie *ujemne* płytki. Ono będzie już trwałe.



Ryc. 231.

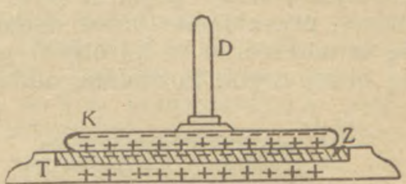
Znaczenie tych objawów, zwanych elektryzowaniem przez *indukcję* albo przez wpływ, zdala ciała naelektryzowanego *A*, wyjaśni nam następujące, cokolwiek trudniejsze w wykonaniu doświadczenie. Zbliżam, jak pierwej, naelektryzowany pręt *A* (ryc. 231) do przewodnika walcowatego, złożonego z dwu zetkniętych z sobą części *B* i *B'*, osadzonych na oddzielnych izolujących nóżkach. Rozsuwam te dwie połowy, trzymając wciąż szkło *A* w pobliżu. Usuwam teraz szkło i sprawdzam na elektroskopie, że połowa *B* bliższa szkła uzyskała trwały nabój ujemny (różnoimienny), dalsza *B'* naelektryzowała się równoimiennie.

Pod wpływem zbliżonego naelektryzowanego pręta *A* nastąpiło zatem w przewodniku *BB' rozdzielenie* nabojów obu znaków. One wystąpiły na nim widocznie w równoważnych ilościach, skoro po usunięciu pręta zobojętniają się dokładnie (dośw. 1). Rozsunięcie obu połów, przegrodzenie ich powietrzem, miało właśnie na celu zapobieżenie temu ich połączeniu i zobojętnieniu się.

Nabój różnoimienny, wywołany przez indukcję (na rysunku ujemny) nazywa się elektrycznością *związaną*, t. j. trzymaną przez działanie przyciągające naboju szkła. Istotnie, on nie ujdzie do ziemi, nie da się rozbroić, nawet gdybyśmy dotknęli

ręką przewodnika podlegającego indukcji przed rozsunięciem jego połów. Uczyni to jednak równoimienny, odpychany, poczem cały przewodnik będzie trwale naelektryzowany ujemnie, nawet po usunięciu szkła. Doświadczenie to tłumaczy zarazem wyniki otrzymane wyżej z elektroskopem.

Zrozumiemy teraz dlaczego potarty bursztyn, szkło i t. p. przyciągają lekkie ciała, np. skrawki papieru, które nie miały przecież pierwotnie żadnego w sobie naboju. One elektryzują się uprzednio przez indukcję. Są wtedy przyciągane, gdyż występujący na nich nabój różnoimienny (związany) ulega, jako bliższy, silniejszemu działaniu, aniżeli dalszy równoimienny. Po przyciągnięciu nabój różnoimienny zostaje zobojętniony elektrycznością pręta, poczem ciało takie, naelektryzowane już równoimiennie, zostaje odepchniętem.



Ryc. 232.

Na elektryzowaniu indukcyjnem polega działanie wynalezionego przez *Voltę* (1775 r.) *elektroforu*. Jest to płaski żywiczny krążek *Z* (ryc. 232), ulany w metalowej tacy *T*, naelektryzowany (ujemnie) przez potarcie futrem. Kładziemy na nim blaszaną nakrywę *K*, w której nastąpi natychmiast indukcyjne rozdzielenie elektryczności obu znaków, jak okazano na rysunku. Dotknięciem ręki rozbrajamy ku ziemi ujemny nabój nakrywy; dodatni, związany elektrycznością żywicy, pozostanie na niej mimo dotknięcia. Podjąwszy następnie nakrywę za izolujący trzonek *D*, uniesiemy z nią do dowolnego użytku obfity nabój dodatni. Postępowanie to można wiele razy powtórzyć bez żadnego uszczerbku w naboju krążka żywicznego. Nabój dodatni nakrywy, *po usunięciu go z pod wiążącego wpływu naboju żywicy*, okazuje tak wysokie napięcie, że rozbraja się ku zbliżonej ręce iskierkami elektrycznemi, przeskakującemi z ostrym sykiem. Nad istotą takich iskier zastanowimy się osobno (w ust. 263).

240. Teorja Franklina. Użyliśmy w poprzednim ustępie wyrażenia, że za zbliżeniem elektrycznego pręta (*A* ryc. 231) do nieelektrycznego pierwotnie przewodnika *BB'* następuje w tym ostatnim *rozdzielenie* nabojów obu znaków. Znaczyłoby to, że one znajdowały się w nim już pierwotnie, lecz zmieszane z sobą nie okazywały żadnego działania nazewnątrz. Tak też istotnie pojmował to zjawisko *Franklin*, twórca pierwszej teorji zjawisk elektrycznych (1747 r.). Teorję swoją oparł on na hipotezie, że obok materji istnieje w przyrodzie osobna substancja, „elektryczność“, zdolna przenosić się z miejsca na miejsca, przechodzić z jednego ciała na drugie. *W każdym przewodniku znajdują się*

zawsze cząsteczki tej substancji elektrycznej, zdolne poruszać się swobodnie wśród atomów materjalnych.

Przystosowując teorję Franklina do panujących obecnie w nauce wyobrażeń, nazwiemy te cząsteczki *elektronami* i przyjmiemy, że one stanowią elektryczność żywiczną *ujemną*. Samymże atomom materjalnym przewodnika przypiszemy natomiast własności elektryczności *dodatniej*. W każdym przewodniku nieelektrycznym czyli obojętnym znajduje się tyle elektronów ujemnych, rozsianych równomiernie wśród dodatnich atomów, że działanie elektryczne tych ostatnich nazewnątrz jest przez nie ściśle zrównoważone.

Jasnem będzie natychmiast, że za zbliżeniem dodatnio naelektryzowanego pręta *A* (ryc. 231) te ujemne i ruchome elektrony, przyciągane przez dodatni nabój pręta, będą gromadziły się w nadmiarze w tej części przewodnika *BB'*, która znajduje się bliżej pręta. Pozostałe, oddalone jego części będą wskutek tego mniej lub więcej z elektronów ogołocone. Tam wystąpi przewaga naelektryzowania ujemnego, tu zaś uwydatni się działanie dodatnie atomów materjalnych. W uzmysłowieniu sobie tych stosunków pomocną będzie ryc. 233, na której pełne kulki mają wyobrażać elektrony, puste — atomy. Trzeba jeszcze dodać, że elektrony między sobą, a podobnież atomy elektronów pozbawione między sobą, odpychają się w myśl prawa Coulomba; natomiast między elektronami i atomami czynne jest wzajemne przyciąganie się elektryczne.



Ryc. 233.

Połączenie z ziemią przewodnika *BB'*, zostającego pod wpływem indukcyjnym szklanego pręta *A*, sprawia, jak powiedzieliśmy, że elektryczność odpychana, w tym razie dodatnia, zostaje rozbrojoną ku ziemi. Ponieważ jednak elektryczność dodatnią, według wyłożonej właśnie hipotezy, stanowią materjalne atomy przewodnika, a te nie uciekają przecież do ziemi, przeto owo rozbrojenie polegać będzie w rzeczywistości na tem, że przeciwnie ujemne elektrony wpadną po drucie z ziemi do przewodnika *BB'*, usiłując zapełnić powstały w części *B'* ich niedomiar.

Po odjęciu drutu przewodnik naelektryzowany będzie trwale ujemnie, dlatego, że uzyskał pewien nadmiar elektronów (które dopłynęły właśnie z ziemi), ponad tę normalną ich liczbę, jaka jest potrzebna do zobojętnienia dodatnich atomów materjalnych.

Naelektryzować jakie ciało trwale dodatnio, znaczy to znowu ująć mu pewną liczbę elektronów, przez co działanie dodatnich atomów zyskuje przewagę.

Wszelkie sposoby elektryzowania ciał polegają tedy nie na stwarzaniu elektryczności, lecz na oddzieleniu ujemnych eletronów od dodatnich atomów. Dlatego też, gdy potrzemy bursztyn kawałkiem sukna, elektryzuje się on ujemnie, a jednocześnie sukno dodatnio. Widocznie wtedy pewna liczba elektronów przeszła na bursztyn, a brak ich w suknie sprawia właśnie dodatnie jego naelektryzowanie.

Przewodnikiem będzie każde ciało, w którego wnętrzu elektrony mogą swobodnie się poruszać W izolatorach elektrony nie mają tej swobody ruchu. Trzeba jednak przyjąć, że i w tych ciałach one są obecne; w przeciwnym razie każdy izolator, jako złożony z atomów materjalnych, byłby trwale naelektryzowanym dodatnio. Wyobrażamy sobie tedy, że elektrony w izolatorach są związane trwale z atomami materjalnemi i nie mają swobody ruchu we wnętrzu ciała. Takie atomy materjalne, związane z elektronami, będą oczywiście atomami neutralnemi.

Możliwą jest zresztą rzeczą, że i w przewodnikach znajduje się pewna liczba takich neutralnych atomów. Niektóre tylko oswobodziły swe elektrony. Im więcej ich będzie, tem lepiej będzie przewodnik przewodził. Próżnia izoluje doskonale, gdyż niema w niej ani atomów ani elektronów.

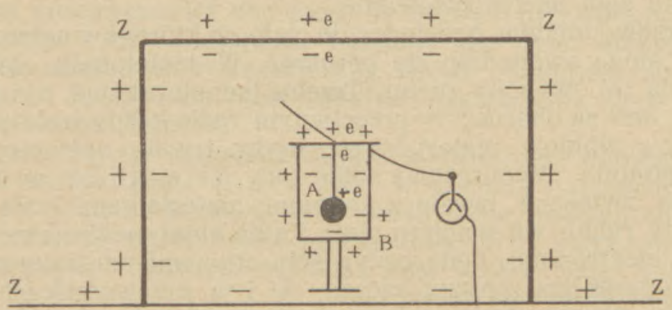
Obok franklinowskiej utrzymywała się długo w nauce t. zw. teorja „dualistyczna". Przyjmowała ona dwie substancje elektryczne, dodatnią i ujemną. Materji nie przyznawała żadnego działania elektrycznego. Franklinowska jest oczywiście prostsza, a zgadza się lepiej z nowoczesnemi doświadczeniami. Dualistyczna nie daje zresztą nic więcej, aniżeli tamta. Wszakże zamiast mówić „elektryczność dodatnia" można zawsze powiedzieć „brak elektryczności ujemnej". Nie uznając teorji dualistycznej, można mimo to posiłkować się nazwą „elektryczność dodatnia". Można tedy mówić o dopływie lub odpływie elektryczności dodatniej, co znaczy w rzeczywistości odpływ lub dopływ ujemnej. W przewodnikach płynnych może zresztą poruszać się także elektryczność dodatnia, t. j. atomy pozbawione elektronów, jak się to istotnie dzieje w elektrolitach (ust. 290).

241. Puszka Faradaya. Szczególnie proste są prawa ilościowe indukcji, gdy przewodnik B podlegający indukcji ma postać naczynia *zamkniętego*, w którego wnętrzu umieszczono ciało naelektryzowane A (ryc. 234); naczynie takie nazywa się *puszką Faradaya*, kształt jego może być jakikolwiek.

Doświadczenie 1. Wprowadzam do wnętrza puszki, ustawionej na izolującej podstawie, kulę naelektryzowaną A, mającą nabój elektryczny (dajmy na to) dodatni $+e$. Trzymam ją na izolującej jedwabnej nici, przewleczonej przez nakrywę puszki. Elektroskop połączony drutem z puszką wskazuje, że na całej jej *zewnętrznej powierzchni* indukcja wywołała naelektryzowanie równoimienne (dodatnie), jakiekolwiek będzie położe-

nie kuli w puszce. Po stronie *wewnętrznej* znajdować się zatem musi równoważna ilość elektryczności ujemnej. Istotnie też, po wyjęciu kuli, bez dotknięcia ścian puszki, listek elektroskopu opada w położenie zerowe.

Doświadczenie 2. Opuśćmy kulę na nitce, żeby dotknęła się dna puszki. Na położenie listka elektroskupu nie wywrze to



Ryc. 234.

żadnego wpływu. Po wyjęciu z puszki kula okaże się następnie zupełnie *rozbrojoną*. Widzimy, że nabój indukcyjny ujemny, wywołany na wewnętrznej ścianie puszki, był ściśle równoważny nabojowi kuli, wynosił — *e*; dlatego zobojętnił dokładnie jej nabój.

Doświadczenie 3. Połączmy na chwilę puszkę z ziemią, podczas gdy w jej wnętrzu znajduje się jeszcze naelektryzowana kula. Połączenie to rozbroi całkowicie zewnętrzną znowuż powierzchnię puszki, listek elektroskopu opadnie, nie naruszy jednak wcale naboju wewnętrznego —*e*. Objawi się on natychmiast na elektroskopie, skoro oswobodzimy go przez wyjęcie kuli; listek uzyska wtedy odchylenie ujemne, tak duże, jak pierwej było dodatnie.

242. Wnioski. *a*) *Osłony elektryczne.* Z doświadczenia 3) wynika, że zamknięta metalowa ściana, połączona drutem z ziemią, zatrzymuje całkowicie działanie ciał naelektryzowanych znajdujących się po jednej jej stronie, na stronę drugą. Na ścianie takiej występuje nabój indukcyjny przeciwnego znaku (—*e*) i rozmieszcza się na niej zawsze w taki sposób, iż znosi dokładnie działanie nabojów (+*e*) znajdujących się po stronie przeciwnej. Rozumiemy teraz dlaczego czułe elektroskopy i inne przyrządy elektrostatyczne zamyka się w blaszanych puszkach połączonych z ziemią. One stanowią t. zw. *osłony elektryczne*, chroniące wnętrze (listki) od przypadkowych zewnętrznych wpływów elektrycznych.

b) Elektryczności związane. Nabój —*e* występujący na stronie wewnętrznej puszki Faradaya jest związany z nabojem +*e*

kuli. Widać jednakże natychmiast, że nabój $+e$ występujący na jej stronie zewnętrznej jest niemniej związany. On działa przecież indukcyjnie na ściany pokoju *ZZ* (ryc. 234), w którym wykonywamy doświadczenie, tem samem prawem, jak kula działała na ściany puszki; wiąże na nich znowu nabój $-e$, podczas gdy $+e$ uchodzi na dach i ściany zewnętrzne budynku i na całą złączoną z nim powierzchnię kuli ziemskiej. Wszelki nabój elektryczny, jak widać, jest zawsze związany z równym sobie nabojem znaku przeciwnego. Połączenie puszki Faradaya z ziemią rozbraja usadowiony na zewnętrznej jej stronie nabój, nie dlatego, jakoby nabój ten był swobodny i rozlewał się po całej kuli ziemskiej, lecz dlatego, że on zobojętnia się równoważnym mu nabojem znaku przeciwnego, który znajdował się na ścianach i podłodze pokoju*).

b) Siedziba elektryczności. Dokładne rozbrojenie kuli (dośw. 2), zetkniętej z wewnętrzną stroną puszki, świadczy, że we wnętrzu naelektryzowanego przewodnika niema wcale elektryczności; cały nabój, jakiby otrzymał, przenosi się natychmiast na *zewnętrzną jego powierzchnię.* Można to okazać jeszcze dosadniej, otoczywszy czuły elektroskop gęstą siatką metalową. Listki nie rozchylają się, jakkolwiek silnie siatka byłaby naelektryzowaną.

243. Działanie kolców. Wypływy elektryczne. Gromniki. Usadowienie się naboju elektrycznego, w stanie równowagi, na zewnętrznej tylko powierzchni przewodników można wytłumaczyć odpychaniem się cząstek naboju, które starają się zrzucić się wzajemnie z przewodnika nazewnątrz, wepchnąć w otaczający izolator.

To samo odpychanie wzajemne jest powodem, że nabój nie rozmieszcza się równomiernie na powierzchni przewodnika, chyba że ten ma kształt kulisty i jest bardzo odległy od wszelkich innych przewodników. W ogólności cząstki naboju udzielonego przewodnikowi spychają się na najbardziej wystające nazewnątrz jego części. Na wszelkich wystających krawędziach, a zwłaszcza na ostrych kolcach gromadzi się naboju część przeważna. Że wskutek silnego zagęszczenia wzajemne odpychanie się jego cząstek jest tu najsilniejsze, zdarza się, że one zostają istotnie wyrzucone z przewodnika i uchodzą w otaczające powietrze. Rozbrojenie takie nazywa się *wypływem elektrycznym.*

Wypływ ujemny polega na uchodzeniu ujemnych elektronów z kolca w powietrze. Wypływ dodatni należy zaś tak rozumieć, że z atomów powietrza zostają przemocą wyrwane ujemne elektrony, które przechodzą w kolec; pozostałe zaś, udodatnione przez tę utratę atomy, zostają przez kolec odepchnięte.

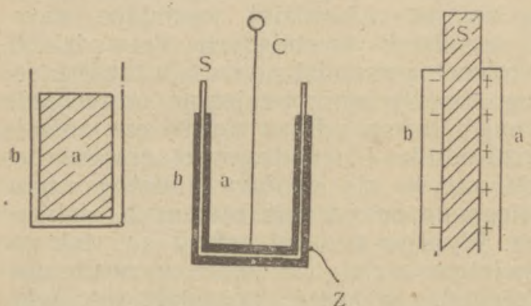
---

*) Między nabojami związanemi rozciąga się w powietrzu *„pole elektryczne"*, w którem można kreślić *„linje elektryczne"* podobne do tych, jakiemi posługiwaliśmy sie w nauce o magnetyzmie. Na tę stronę objawów elektrycznych nie będziemy jednak w tej książce zwracali uwagi.

Gwałtowne wstrząśnienia, jakim podlegaja w obu przypadkach cząsteczki gazu, są przyczyną zjawisk świetlnych, towarzyszących wypływom. Przy ujemnym widać na ostrzu kolca jasną *gwiazdkę*, przy dodatnim wychodzi zeń świecąca *miotełka*. Wylatujące z kolca cząsteczki elektryczne, porywając z sobą cząsteczki obojętne powietrza, sprawiają t. zw. *wiatr elektryczny* (który można okazać, zbliżywszy do kolca płomień świecy). Wstrząśnienia wspomniane powodują także objawy *chemiczne* w gazie. Pod ich wpływem tlen powietrza (O_2) zamienia się częściowo na *ozon* (O_3), skąd szczególna woń, dająca się odczuwać w pobliżu silnych wypływów*).

Elektroskop, mający elektrodę uzbrojoną ostrym kolcem (igłą do szycia), uzyska trwały nabój, skoro zbliżymy tylko do kolca jakie silniej naelektryzowane ciało. Wyrzuca bowiem kolcem nabój indukcyjny przeciwnego znaku, poczem zostaje mu tyleż równoimiennego. Nabój wyrzucony zobojętni równoważną ilość naboju ciała, zaczem skutek jest taki, jak gdyby kolec wessał część naboju tego ciała. Najważniejszem zastosowaniem tego działania są *gromniki*, wynalezione przez Franklina, mające zabezpieczyć budynki od uderzenia piorunu. Są to ostre pionowe kolce metalowe, na 1 lub 2 metry wysokie, umieszczone na szczycie dachu; łączy się je miedzianą linewką z wilgotnemi, dobrze przewodzącemi warstwami ziemi. Za nadejściem chmury elektrycznej wypływ z gromnika zobojętnia częściowo jej nabój, a w razie uderzenia gromu przeprowadza go bez szkody do ziemi. Większe masy metalowe w budynku (dachy blaszane i t. p.) powinny być połączone metalicznie z linewką, żeby zapobiec uskoczeniu piorunu w bok.

244. Butelka lejdejska. Przewodnik *a*, otoczony zamkniętą, ile możności, metalową osłoną *b* (ryc. 235), obejmującą go tak ciasno, żeby między *a* i *b* zostawała tylko cienka warstewka izolatora, oto pierwowzór teoretyczny t. zw. butelki lejdejskiej, przyrządu służącego do gromadzenia elektryczności (wynaleziona w holenderskiem mieście Lejdzie, w r. 1744). Udzielmy przewodnikowi *a* naboju $+e$ (albo $-e$) jednostek, osłonę *b* połączmy



Ryc. 235.

*) Do okazania tych zjawisk potrzebne są silne machiny elektryczne (ust. 245), zasilające kolce wciąż świeżym nabojem.

z ziemią. Nazewnątrz ona rozbroi się całkowicie; po stronie wewnętrznej zaś (według wzoru puszki Faradaya) usadowi się na niej nabój związany $-e$ (albo $+e$, gdyby nabój przewodnika był ujemy). Nie potrzeba wcale, żeby przewodnik *a* był pełny; wystarczy cienka okładka staniolu, którym wyklejona jest wewnątrz dolna część szklanego słoja *S* (drugi rysunek na ryc. 235), oklejonego także zzewnątrz staniolem. Jest jeszcze elektroda *C*, drut służący do wprowadzania naboju w okładkę wewnętrzną; drugą elektrodę stanowi drut *Z*, łączący okładkę zewnętrzną z ziemią (można też poprostu trzymać butelkę w ręku). W trzeciej części rys. 235 przedstawione są obie okładki w przesadnej grubości i okazano tam, gdzie się gromadzą na nich naboje.

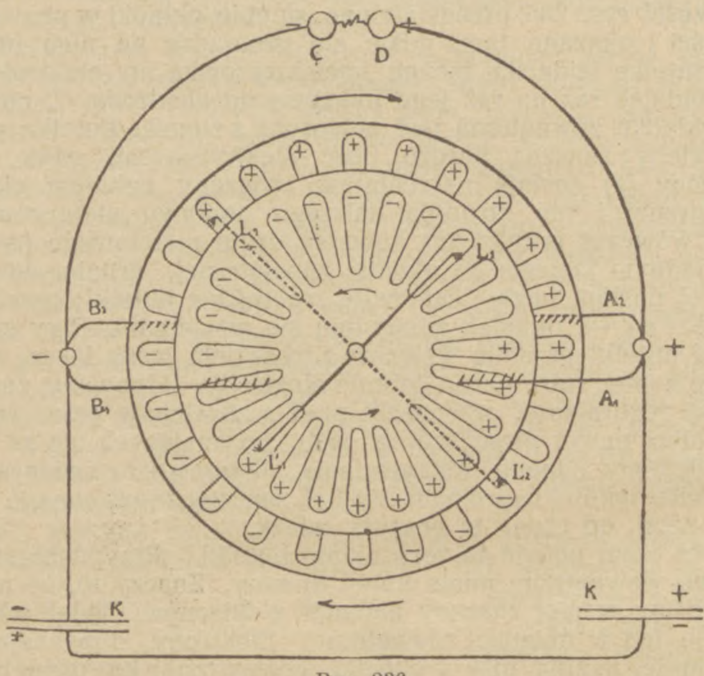
Butelkę lejdejską można naelektryzować np. elektroforem, przykładając raz po raz jego nakrywę do elektrody *C*, podczas gdy okładka zewnętrzna jest połączona z ziemią. Butelka przyjmie wtedy znaczną bardzo ilość elektryczności, gdyż nabój udzielony jej zostaje natychmiast związany nabojem okładki zewnętrznej i nie utrudnia dalszego dopływu elektryczności. Jeżeli wówczas przyłożymy kawałek drutu metalowego (rozbrajacz) jednym końcem do okładki zewnętrznej, drugim do elektrody *C*, nastąpi nagłe i całkowite *rozbrojenie* butelki; przeciwne naboje $+e$ i $-e$ okładek zobojętnią się wzajemnie. Przy silnym naboju butelki przebija wówczas z trzaskiem jasna iskra, zanim jeszcze koniec rozbrajacza dotknie elektrody. Gdybyśmy, zamiast używać rozbrajacza, przepuścili prąd rozbrajający przez własne ciało albo nawet przez szereg osób, trzymających się za ręce, doznalibyśmy silnego wstrząśnienia. Wszystko to świadczy, że w butelce nabitej nagromadzony był znaczny zapas *energji*. Okażemy niżej, od czego ta energja zależy.

Na czem polega to rozbrajanie butelki? Przypuszczam, że okładka wewnętrzna miała nabój ujemny. Znaczy to, że nagromadziliśmy w niej znaczny nadmiar elektronów. Tyleż właśnie brakuje ich w okładce zewnętrznej. Elektrony, odpychając się wzajemnie, usiłują ujść z okładki wewnętrznej ku zewnętrznej. Przyłożenie rozbrajacza, tworząc przewodzący pomost, umożliwia to przejście. Rozbrojenie polega zatem na ruchu elektryczności — jest to krótkotrwały *prąd elektryczny*.

245. **Machiny elektryczne.** Na indukcyjnem rozdzielaniu dodatniej i ujemnej elektryczności polega też działanie nowoczesnych machin elektrycznych, służących do wytwarzania obfitych i silnie napiętych nabojów elektrycznych. Przyrządy te, zwane *machinami influencyjnemi* (indukcję zwano dawniej influencją elektryczną), wyrugowały całkowicie dawniejsze machiny, działające przez elektryzowanie tarciowe.

Ryc. 236 objaśnia urządzenie i działanie najczęściej obecnie stosowanej machiny elektrycznej Whimshursta. Dwa szklane albo ebonitowe krążki osadzone są równolegle do siebie, w od-

stępie kilku milimetrów, na dwu *oddzielnych* osiach obrotu, prostopadłych do ich płaszczyzn, a leżących jedna w przedłużeniu drugiej. Zapomocą korby i stosownej przenośni sznurowej wprowadza się osi, a z niemi krążki, w szybki ruch obrotowy, *w kierunkach przeciwnych*: dajmy na to, przedni krążek w lewo, tylny w prawo. Na zewnętrznej stronie każdego krążka naklejone są izolowane od siebie, podłużne kawałki staniolu, t. zw. sektory, nie dosięgające ani osi ani obwodu (tylny krążek, w rzeczywistości równy przedniemu, narysowany jest na ryc.



Ryc. 236.

236 w rozmiarach nieco większych, żeby odsłonić naklejone na nim sektory). Przed krążkami osadzone są nadto nieruchome metalowe pręty, zwane łącznikami, $L_1L'_1$ przed przednim, $L_2L'_2$ przed tylnym. Odchylone cokolwiek od pionu, w strony przeciwne kierunkom wirowania odpowiednich krążków, opatrzone są na końcach miotełkami z miękkiego metalowego szychu, muskającemi przebiegające pod niemi sektory.

Skoro bez uprzedniego elektryzowania wprowadzimy krążki w obrót, objawi się po krótkiej chwili silne działanie elektryczne. Ku obu końcom średnicy poziomej sektory znoszą obfite naboje ekeltryczne, ujemne (na rysunku) ku lewemu, dodatnie ku pra-

wemu. Zapomocą metalowych kolczastych grzebieni A_1A_2 i B_1B_2 naboje te zostają zebrane (działaniem kolców, bez dotknięcia) i przeprowadzone drutami do t. zw. biegunów machiny C i D. Tu następuje ich rozbrojenie długiemi i silnemi iskrami, bijącemi od jednego do drugiego bieguna.

Oto wyjaśnienie działania. Przypuśćmy, że sektory krążka tylnego, leżące w pewnej chwili między górnemi końcami L_1 i L_2 łączników, posiadają już z początku, z jakiejkolwiek przyczyny, bodaj ślady naelektryzowania, przypuśćmy dodatniego, co się zawsze zdarza. Przebiegając przed końcem L_1 łącznika przedniego, elektryzują one indukcyjnie oba sektory krążka przedniego, które w danej chwili są tym łącznikiem połączone. Sektor znajdujący się pod końcem górnym L_1 otrzymuje i unosi z sobą zaraz dalej (ku L_2) nabój indukcyjny ujemny. Sektor wymykający się jednocześnie z pod dolnego końca L'_1 niesie znowu ku L'_2 nabój dodatni. Naboje te, wytworzone na sektorach przednich, działają natychmiast indukcyjnie na sektory krążka tylnego, znajdujące się wtenczas pod tylnym łącznikiem $L_2L'_2$ — działają tak samo, jak pierwotny nabój działał na sektory przednie. Z pod obu końców łącznika tylnego wychodzą teraz sektory o nabojach już znacznie wzmożonych, dodatnie u góry, ujemne u dołu. One będą tem silniej działały na sektory przednie, te wzmocnią zkolei naboje tylnych i t. d. Działanie wzmaga się samo przez się bardzo szybko, a kres temu wzrostowi kładzie tylko niedoskonałość izolacji sektorów. Rysunek okazuje, że oba krążki znoszą ku obu końcom średnicy poziomej naboje jednoimienne, które odpychając się będą tem łatwiej przejęte przez kolczate grzebienie.

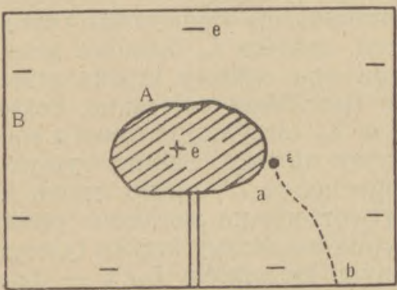
Z biegunami machiny łączy się zwyczajnie butelki lejdejskie (*KK* na ryc. 236 oznaczają schematycznie ich okładki). Przez to otrzymuje się rzadsze wprawdzie, ale silniejsze iskry. Każda iskra wyładowuje bowiem cały nabój butelek, gromadzący się od chwili uderzenia poprzedniej.

246. Napięcie elektryczne. Potencjał. W następstwie odpychania się równoimiennych a przyciągania różnoimiennych nabojów każdy układ naelektryzowany znajduje się w stanie, przymusowym, podtrzymywanym sztucznie, w stanie od którego usiłuje się uwolnić, o ile mu na to pozwolą własności izolujące otaczającego ośrodka. Stan taki określa najtrafniej wyraz „*napięcie*". Wystarczy przypomnieć własności naelektryzowanej butelki lejdejskiej; za zbliżeniem rozbrajacza wyzwala się ona nagle z tego napięcia, daje iskrę bijącą z głośnym trzaskiem — zupełnie podobnie wyzwala się z pod przymusu sprężyna ugięta i uwiązana sznurkiem, w chwili gdy sznurek się przerwie.

Każdy układ, znajdujący się w stanie napięcia, wyzwala energję, w chwili gdy zwalnia się z tego napięcia, sprężyna podobnie jak butelka lejdejska. Od wielkości napięcia zależy

ilość nagromadzonej w układzie energji. Z tego powodu pojęcie „napięcia elektrycznego" należy do najważniejszych w teorji, zarówno jak w praktyce elektrycznej.

Ażeby ocenić wielkość napięcia ugiętej sprężyny, pozwalamy jej zluźnić się odrobinę i staramy się ocenić ilość pracy mechanicznej, którą ona przytem wydaje. Nie inaczej przecież postępujemy, próbując napięcia sprężyny ręką. Jeżeli zluźnienie nastąpiło na malutkiej drodze ε, a napięcie było s, wtedy praca wykonana wynosiła $L = s . \varepsilon$. Stąd oceniamy wielkość napięcia: $s = \frac{L}{\varepsilon}$. Ono mierzy się widocznie ilością pracy, odpowiadającą jednostce zluźnienia ($\varepsilon = 1$).



Ryc. 237.

Zupełnie podobnie określimy napięcie elektryczne. *A* (ryc. 237) wyobraża przewodnik izolowany, mający pewien nabój *e*. Do tego należy zawsze, jak wiemy, związany z nim nabój —*e* na osłonie tego przewodnika, np. na ścianach pokoju *B*. Skutkiem wzajemnego odpychania się cząstek naboju *e*, a przyciągania, jakie nań wywiera nabój —*e* na osłonie, usiłuje on wyrwać się z przewodnika *A* i rozbroić ku *B*. Stąd napięcie.

Spuśćmy na próbę malutką ilość $+\varepsilon$ tego naboju z *A* do ziemi, t. j. do osłony *B*, po jakiejkolwiek drodze *ab*. Można np. wyobrazić sobie (gdyż doświadczenia takiego nie wykonywa się w rzeczywistości, ono ma nam tylko objaśnić pojęcie napięcia), że do przewodnika *A* przyłożono w *a* małą kulkę metalową, trzymaną na izolującym trzonku i że przeniesiono ją następnie z zabranym nabojem $+\varepsilon$ do punktu *b* na ziemi. Skutkiem panujących przyciągań i odpychań, t. j. skutkiem panującego w układzie napięcia, zyskamy przytem pewną ilość *L* pracy mechanicznej. Praca ta będzie oczywiście proporcjonalna do ilości ε przeniesionego naboju, gdyż przyciągania i odpychania są do ε proporcjonalne. Zresztą zależeć będzie tylko od wielkości mającego się zmierzyć napięcia.

Podobnie jak wyżej, w przykładzie sprężyny, stosunek

$$\frac{L}{\varepsilon} = s$$

przyjmiemy za miarę *napięcia elektrycznego* przewodnika *A*, względem osłony *B*. Nabój próbny ε powinien być tak mały, żeby ujęcie jego przewodnikowi *A* nie zmieniło dostrzegalnie panującego w układzie napięcia.

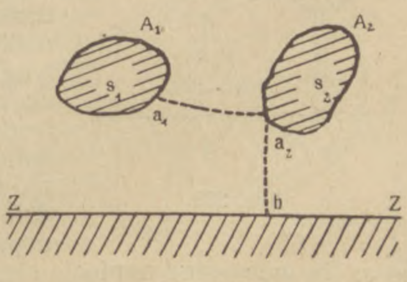
Jeżeli przewodnikiem B, względem którego zmierzyliśmy napięcie przewodnika A, jest ziemia, wówczas napięcie to, liczone względem *ziemi*, nazywać będziemy *potencjałem elektrycznym* przewodnika A. Potencjał przewodnika daje nam tedy mechaniczną miarę dążności, jaką przewodnik ten okazuje do rozbrojenia swego naboju w ziemię. ***Potencjał elektryczny przewodnika mierzy się stosunkiem pracy, jaką możnaby zyskać, rozbrajając zeń dodatni nabój próbny w ziemię, do tego naboju.***

Im wyższy jest potencjał przewodnika, tem staranniej powinien on być izolowanym od ziemi. Wysoki potencjał albo wysokie napięcie wskazuje bowiem, że nabój przewodnika wyrywa się gwałtownie ku ziemi i gotów jest każdej chwili tam się rozbroić. Jeżeli potencjał uzyska wartość bardzo wysoką, wtedy i izolacja nie pomoże; rozbrojenie nastąpi nawskróś przez powietrze, w postaci iskry: przykładem pioruny, bijące z chmur ku ziemi.

Jasną jest rzeczą, że przeprowadzenie naboju ε z powrotem z B do A wymagałoby znowu pracy $L=\varepsilon \cdot s$, którą jednakże my musielibyśmy wykonać, przezwyciężając odpychania i przyciągania elektryczne. Wybór drogi *ab* niema znaczenia. Gdyby na różnych drogach prace L nie były jednakowe, możnaby nabój ε spuszczać po trudniejszej, a podnosić z powrotem do A po łatwiejszej, dowolną liczbę razy. Wynikiem byłoby stworzenie nadwyżki pracy z niczego, bez jakiegokolwiek wyczerpania naelektryzowanego układu — co widocznie niemożliwe.

247. Jednostka potencjału i napięcia. W układzie *c. g. s.* jednostką pracy jest *erg*. ***Potencjał elektryczny przewodnika będzie się zatem liczyć za jednostkę (elektrostatyczną), jeżeli spuszczenie jednostki elektrostatycznej naboju z tego przewodnika do ziemi daje pracę jednego erga.*** W ten sposób określona jednostka nazywa się jednostką elektrostatyczną potencjału.

248. Napięcie między dwoma przewodnikami naelektryzowanemi A_1 i A_2 (ryc. 238) mierzy się również stosunkiem $\frac{L}{\varepsilon}$ pracy L, jakiejby dostarczyło rozbrojenie z jednego z nich do drugiego dodatniego próbnego naboju ε, do tego naboju. Ono jest znowu miarą dążności, jaką okazuje elektryczność dodatnia do przejścia z A_1 na A_2 (albo ujemna w kierunku przeciwnym). Jeżeli potencjały tych przewodników względem ziemi Z oznaczymy przez s_1 i s_2, wtedy



Ryc. 238.

prowadząc nabój próbny z A_1 do ziemi po jakiejkolwiek drodze, zyskamy pracę $s_1 \varepsilon$. Wybierzmy drogę $a_1 a_2 b$, dotykającą drugiego przewodnika A_2. Praca $s_1 \varepsilon$ składać się będzie z pracy $s\varepsilon$ po drodze $a_1 a_2$ i z pracy $s_2 \varepsilon$ od A_2 do ziemi. Będzie więc $s_1 \varepsilon = s\varepsilon + s_2 \varepsilon$ albo $s = s_1 - s_2$.

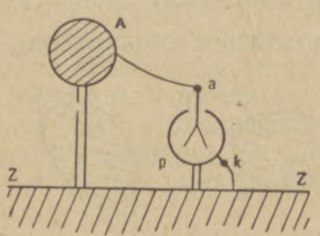
Napięcie elektryczne między dwoma przewodnikami równa się zatem różnicy ich potencjałów. Gdyby potencjały te były jednakowe, wówczas nie byłoby żadnego napięcia między temi przewodnikami. Jakkolwiek silnie byłyby naektryzowanemi, elektryczność nie okazywałyby żadnej dążności do przejścia z jednego na drugi.

Jeżeli zaś połączymy dwa przewodniki A_1 i A_2, których potencjały są nierówne, między któremi istnieje zatem napięcie, kwałkiem drutu metalowego, wtedy nastąpi rozbrojenie, ruch elektryczności: *dodatnia elektryczność przechodzić będzie po drucie z przewodnika mającego wyższy do przewodnika mającego niższy potencjał* (albo ujemna w przeciwną stronę), *dopóki potencjały ich się nie zrównają*, a napięcie nie zniknie.

W stanie równowagi elektrycznej przewodniki połączone drutami metalowemi muszą zatem mieć potencjały jednakowe; podobnież oczywiście wszystkie części tego samego przewodnika. Gdyby nie były równemi, powstałby natychmiast prąd, który je wyrówna.

Stąd pochodzi, że określając potencjał przewodnika przez spuszczenie ku ziemi naboju próbnego, można wziąć jaki bądź punkt *a* (ryc. 238) jego powierzchni jako punkt wyjścia. Podobnież końcowy punkt drogi *b*, na ziemi, może być jakikolwiek. Każdy będzie dobry. Wszystkie też przewodniki połączone z ziemią (rury gazowe, wodociągowe i t. p.) można uważać za „ziemię“ w znaczeniu elektrycznem; one będą wszystkie na potencjale ziemi, a więc zero.

249. Elektrometry są to przyrządy do mierzenia potencjałów i napięć elektrycznych. Okażemy, że są to poprostu elektroskopy, opatrzone wycechowaną podziałką. Połączmy elektrodę wewnętrzną *a* elektroskopu (ryc. 239) drutem metalowym z przewodnikiem naelektryzowanym *A*, elektrodę zewnętrzną *K*, a więc i puszkę elektroskopu z ziemią. Przewodnik *A*, elektroda *a* i listki będą wówczas miały jednaki potencjał *s*; potencjał puszki zrówna się z potencjałem ziemi, będzie więc zero. Między listkami a puszką wytworzy się tedy napięcie *s*. Na mocy tego napięcia elektryczność wyrywa się z listkami do puszki. Listki rozchylą się tem więcej, im większe to napięcie *s*.



Ryc. 239.

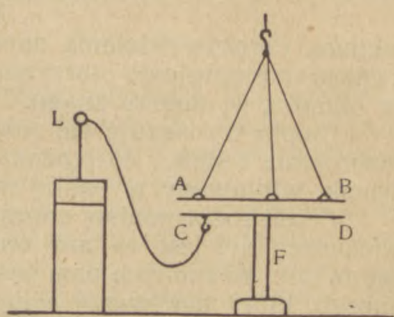
Gdybyśmy połączyli przewodnik *A* osobnym drutem również z ziemią, wtedy ziemia, puszka, listki i ciało *A* stanowiłyby jeden jedyny przewodnik w znaczeniu elektrycznem, wszystkie miałyby ten sam potencjał. Gdyby ten przewodnik posiadał nawet jaki nabój elektryczny, nabój ten usadowiłby się tylko na zewnętrznej jego powierzchni, nie doszedłszy do osłoniętych puszką listków, które pozostałyby zatem nierozchylonemi. *Rozchylenie listków elektroskopu świadczy więc, że istnieje napięcie elektryczne między przewodnikiem połączonym z wewnętrzną jego elektrodą, a przewodnikiem* (np. ziemią) *połączonym z elektrodą zewnętrzną.*

Ażeby z wielkości rozchylenia listków móc rozpoznać, ile jednostek wynosi to napięcie, należałoby opatrzyć elektroskop stosowną podziałką i podziałkę tę *wycechować* zapomocą napięć znanej wielkości. Używa się w tym celu zwyczajnie ogniw galwanicznych, o czem będzie niżej mowa. Elektroskop wycechowany będzie elektrometrem.

Nie wymagają cechowania t. zw. *elektrometry bezwzględne*. Jeden z takich składa się z poziomego metalowego krążka *AB* (ryc. 240) zawieszonego na belce czułej wagi, zamiast szalki. Przez wagę krążek ten połączony jest z ziemią. Pod nim ustawiony jest drugi, równoległy doń krążek, izolowany szklaną podporą *F* i połączony z przewodnikiem (np. z butelką lejdejską *L*), którego potencjał mamy zmierzyć. Napięcie między krążkami sprawia, że one się przyciągają. Siłę przyciągania odważamy wprost na wadze; dajmy na to, że ona wynosi *P* dyn. Napięcie *s* oblicza się następnie zapomocą wzoru

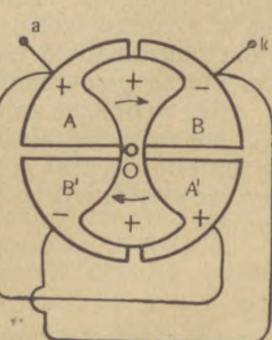
$$s = \frac{8\pi d^2}{a}\sqrt{P},$$

w czem *d* i *a* oznaczają odstęp i pole krążków.



Ryc. 240.

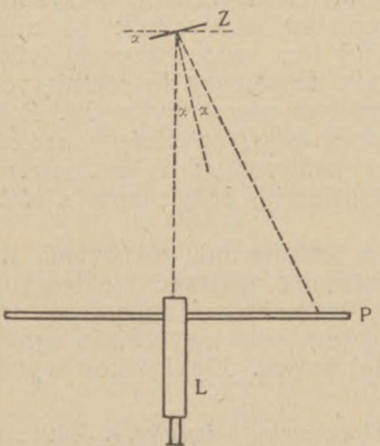
Najczulszym jest t. zw. elektrometr kwadrantowy; można nim mierzyć napięcia bardzo małe; bezwzględnym nie jest. Należy on do typu elektroskopów jednolistkowych. Składa się z czterech blaszanych kwadrantów, ułożonych w jednej płaszczyźnie (poziomej) wspartych na izolujących nóżkach (ryc. 241 *). Kwandranty te połączone są z sobą parami na krzyż, t. j. *A* z *A'* i *B* z *B'*, nad niemi zawieszona jest na cienkim druciku t. zw. igła, cienka i lekka pozioma blaszka, podobna z kształtu do cyfry 8, opatrzona z osobnego źródła (zwykle z baterji galwanicznej) silnym nabojem, np. dodatnim. Odchyla się ona w prawo lub w lewo, zależnie od tego, czy elektroda *a* (połączona z parą *AA'*) jest dodatnia, czy ujemna



Ryc. 241.

*) Rysunek okazuje tylko istotne części, z pominięciem zabudowania.

względem elektrody *k*, t. zn. czy znajduje się na potencjale wyższym, czy niższym. Celem wymierzenia drobnych nawet odchyleń używa się małego zwierciadełka, ustawionego pionowo i złączonego stale z igłą. Zapomocą lunety spostrzega się obraz odległej poziomej podziałki, odbity w tem zwierciadełku. Urządzenie to, stosowane w wielu innych przyrządach, objaśnia ryc. 242 (*Z* zwierciadło, *P* podziałka, *L* luneta, *α* kąt odchylenia zwierciadła).



Ryc. 242.

250. Energja elektryczna. Naelektryzowana butelka lejdejska zawiera w sobie niewątpliwie zapas znaczny energji. Świadczą o tem objawy towarzyszące jej rozbrojeniu: ciepło, głos i światło iskry, wstrząśnienie, jakiego doznajemy, przepuściwszy rozbrojenie przez własne ciało. Iskrą tą można zapalić proch, bawełnę strzelniczą, gaz pioronujący, alkohol, eter; można też przebić szybę szklaną. Potężne działania energji piorunu, który można również uważać za rozbrojenie olbrzymiej butelki, mającej ziemię i chmurę za okładki, są dobrze znane.

Ciepło wywiązuje się również w przewodniku użytym do rozbrojenia butelki, co można okazać, rozbrajając ją przez cienki drucik, wlutowany w bańkę czułego termometru gazowego.

Przed rozbrojeniem energja butelki nie zdradza niczem swej obecności. Nie jest to ani enerja dynamiczna ani, ciepło ani żadna inna ze znanych nam postaci energji. Jest to nowy rodzaj energji, który nazywamy *energją elektryczną*. Siedliskiem jej nie mogą być okładki butelki, gdyż, jak wiadomo, we wnętrzu przewodników naelektryzowanych statycznie, żadnych objawów elektrycznych niema. Należy przyjąć, że energja ta nagromadzoną jest w ośrodku izolującym, który te okładki przedziela. Może zatem nagromadzić się także w próżni, a raczej w hipotetycznym eterze powszechnym, który wszelkie próżnie wypełnia.

Nie wchodząc zresztą w naturę i siedlisko energji elektrycznej, możemy jej ilość U łatwo i dokładnie obliczyć. Jeżeli nabój butelki wynosi e, a napięcie jej okładki izolowanej (względem zewnętrznej) s, wtedy energja nagromadzona w butelce wynosi

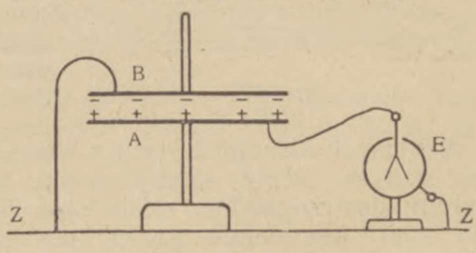
$$U = \frac{1}{2} es.$$

Bo istotnie, rozbrojenie jednostki naboju, pod napięciem s, dałoby nam, według określenia (ust. 246) s ergów pracy. Cały na-

bój e dałby $e.s$ ergów, gdyby podczas rozbrajania napięcie pozostawało stale na wysokości s. Ono obniża się jednak w czasie rozbrajania od s do zera; średnio biorąc wynosi $\frac{1}{2}s$, skąd wypada natychmiast powyższy wzór na U.

Jeżeli nie wyzyskamy tej energji w postaci pracy, lecz rozbroimy butelkę przez drut i iskrę, tedy otrzymamy wzamian ciepło. W myśl prawa równoważności ciepło to jest równoważnikiem owej pracy, którą można było otrzymać.

251. Kondensatory. Pojemność elektryczna. Zbliżmy do izolowanego i naelktryzowanego krążka metalowego A (ryc. 243) drugi krążek B, połączony drutem z ziemią. Dostrzeżemy, że to zbliżenie zniża napięcie elektryczne na izolowanym; listki połączonego z nim elektroskopu E opadają. Rozchylają się ponownie, gdy usuniemy krążek B. Jest to skutek wpływu wiążącego, jaki nabój indukcyjny przeciwnego znaku, występujący na B, wywiera na nabój krążka A. Przytrzymywany tym wpływem, nabój izolowany okazuje mniejszą dążność do ujścia ku ziemi, t. zn. traci na napięciu. Działanie to będzie tem wydatniejsze, im bliżej przysuniemy jeden krążek do drugiego.



Ryc. 243.

Prostym tym sposobem można zmieniać dowolnie wysokość napięcia na przewodniku izolowanym, nie zmieniając wcale jego naboju. Na tym sposobie opiera się też urządzenie t. zw. *kondensatorów*. Są to przyrządy, służące do nagromadzania wielkiej ilości elektryczności, ze źródeł dostarczających naboju pod niewielkiem napięciem, np. ze słabo działających machin elektrycznych, z ogniw galwanicznych i t. p. Kondensator każdy składa się z dwu blach metalowych, t. zw. *okładek*, przedzielonych cienką warstwą jakiegokolwiek izolatora (powietrze, szkło, łyszczyk, papier napojony parafiną). Jedną z okładek łączymy z biegunem danego źródła elektryczności, drugą z ziemią.

Gdyby tej drugiej nie było, wówczas na okładkę izolowaną spływałby strumień elektryczności dopóty tylko, dopókiby potencjał okładki nie zrównał się z potencjałem bieguna machiny. Zbliżenie okładki połączonej z ziemią obniża potencjał pierwszej, umożliwia przeto dalszy dopływ elektryczności ze źródła, aż do ponownego zrównania potencjałów. Obecność okładki nieizolowanej usposabia zatem izolowaną do przyjęcia, pod danem napięciem, znacznie większego naboju, czyli powiększa jej *pojemność elektryczną*.

Ilość e nagromadzonej elektryczności zależy zresztą od wysokości zastosowania napięcia s i jest do niego proporcjonalna. Stosunek:

$$\frac{e}{s} = c$$

zależny już tylko od rozmiarów kondensatora (i od rodzaju izolatora, patrz ust. nast.) nazywamy jego pojemnością elektryczną.

Kondensatorem jest widocznie butelka lejdejska. Znacznie większą od niej pojemność mają t. zw. *kondensatory arkuszowe* (ryc. 244), składane z arkuszy staniolu, przedzielanych papierem parafinowym albo blaszkami łyszczku (linje krekowane oznaczają papier, *a* i *k* są elektrody kondesatora).



Ryc. 244.

Zapomocą kondensatorów o ruchomych okładkach można okazać na elektroskopie napięcie tak słabych źródeł elektryczności, że zastosowane wprost nie dałyby dostrzegalnego odchylenia listków. W tym celu łączy się źródło (np. biegun ogniwa galwanicznego) na chwilę z krążkiem izolowanym *A* (ryc. 243), poczem podnosi się krążek *B*. Usunięcie naboju wiążacego podnosi napięcie tak silnie, iż listki rozchylają się znacznie.

252. Jednostka pojemności. Kondensator mieć będzie jednostkę elektrostatyczną pojemności, jeżeli pod napięciem równem jednostce elektrostatycznej przyjmuje nabój równy jednostce elektrostatycznej naboju.

Jeżeli okładki kondensatora mierzą każda po a centymetrów kwadratowych, a odstęp ich (bardzo mały) wynosi d centymetrów, wówczas pojemność w próżni można obliczyć według następującego przybliżonego wzoru:

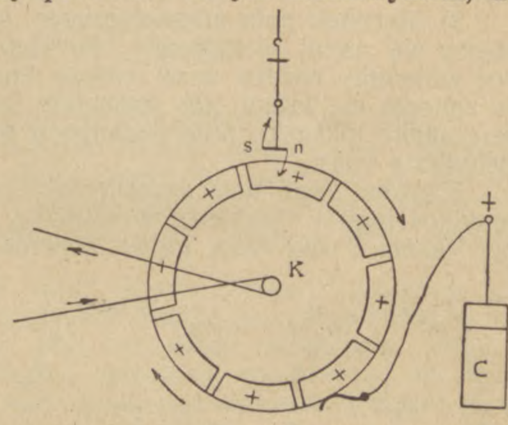
$$c = \frac{a}{4 \pi d}$$

253. Stała dielektryczna. Pojemność kondensatora zależy od rodzaju ośrodka izolującego między jego okładkami (Faraday, 1837 r.). Fakt ten należy do najważniejszych w teorji elektryczności. Sprawdzimy go jak następuje. Między obie okładki, przedzielone naprzód powietrzem, (powietrze działa niemal tak samo jak próżnia), kondensatora naelektryzowanego (ryc. 243), nie zmieniając ich odstępu, wsuwamy płytę np. parafinową. Skutek okaże się taki, jak gdybyśmy, nie zmieniając ośrodka izolującego, przybliżyli okładkę ziemną *B* do izolowanej *A*: rozchylenie listków elektroskopu zmniejszy się, co wskazuje zwiększenie pojemności. Po wyjęciu parafiny listki wrócą do dawnego rozchylenia.

Objaw ten można wytłumaczyć, skoro się przyjmie, że w cząsteczkach parafiny, poddanej elektrycznemu działaniu okładek, nastąpiło przesunięcie ujemnych elektronów w stronę okładki dodatniej. Nabój tej ostatniej będzie przez to silniej wiązanym i traci na napięciu — podobnie jak się to działo w skutek zbliżenia ujemnej okładki *B*.

Przypuszczenie takie jest koniecznem: przyjęliśmy bowiem (ust. 240), że w atomach izolatorów znajdują się elektrony związane z niemi, niezdolne z nich wyjść, ale przesuwalne cokolwiek w ich wnętrzu. Przesunięcie elektronów we wszystkich atomach izolatora, w tę samą stronę, wytwarza ustrój, który na podobieństwo polaryzacji magnetycznej nazwano *polaryzacją dielektryczną.* Każda cząsteczka nabywa wtedy na jednym końcu ujemnej, na drugim dodatniej biegunowości. Izolatory nazywają się także *dielektrykami.*

Liczba, wyrażająca ile razy powiększy się pojemność kondensatora, gdy zastąpimy powietrze innym dielektrykiem, nazywa się *stałą dielektryczną* tego dielektryka. Powietrze posiada stałą dielektryczną równą 1, szkło, łyszczyk około 6, parafina 2 i t. d.



Ryc. 245.

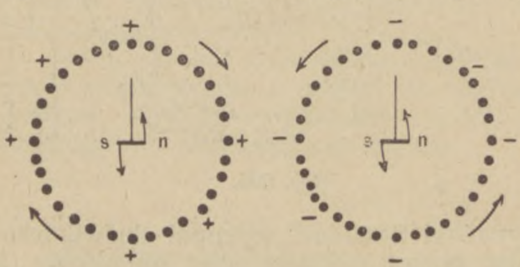
254. Działanie elektryczności poruszającej się na magnesy. Naboje elektryczne nieruchome nie działają na magnesy inaczej, aniżeli na jakie bądź inne przewodniki. Działają jednak poruszając się. W 1876 r. uczony amerykański Rowland wykonał doświadczenie następujące. Pionowy krążek szklany albo ebonitowy *K* (ryc. 245) wiruje szybko około poziomej osi przechodzącej przez środek, prostopadle do jego płaszczyzny. Na brzegu naklejone są na nim izolowane metalowe sektory, zasilane elektrycznością z butelki lejdejskiej *C*, za pośrednictwem lekkiej, ocierającej się o nie, drucianej miotełki *M*. Tuż nad górnym brzegiem krążka zawieszona jest bardzo czuła igiełka magnesowa *ns* (najlepiej astatyczna; dla ochrony od prądu powietrza i przyciągania elektrycznego otoczona jest blaszaną osłoną, nie naznaczoną na rysunku). Igiełkę tę ustawia się na początek *równolegle* do płaszczyzny krążka.

Doświadczenie dało następujące wyniki: 1) Ruch przela-

tających obok igły przewodników naelektryzowanych stwarza *pole magnetyczne*, mające tuż nad obwodem krążka kierunek prostopadły do jego płaszczyzny. Poznaje się to po tem, że igła odchyla się z pierwotnego położenia, usiłując ustawić się *prostopadle* do płaszczyzny krążka. Natężenie tego pola magnetycznego, oceniane z wielkości skręcenia igły, jest *wprost proporcjonalne do wielkości nabojów elektrycznych e unoszonych przez sektory i do prędkości v, z jaką one się poruszają, a więc do iloczynu ve.* Przy niewielkich nabojach, jakie można na sektorach nagromadzić, pole to jest bardzo słabe, nawet przy największej, dopuszczalnej w praktyce, prędkości wirowania krążka. Z tego powodu doświadczenie to jest trudne i subtelne. Dowodząc jednak bezpośrednio, że *elektryczność poruszająca się działa na magnesy*, posiada ono wielką ważność w nowoczesnej teorji elektryczności i magnetyzmu. Siłę, wywartą na magnes przez poruszający się nabój elektryczny, nazywamy *siłą elektromagnetyczną*.

2) Kierunek pola magnetycznego, stworzonego przez poruszający się nabój elektryczny, zamienia się na przeciwny, ilekroć zmienimy bądźto *znak naboju*, bądź *kierunek* jego ruchu; nie zmienia się zatem, gdy zmienimy jednocześnie jedno i drugie (zmianę kierunku pola poznajemy po zmienionym kierunku odchylenia igły).

Kierunek tego pola określa we wszystkich przypadkach następująca reguła (Ampèra); wyobraźmy sobie człowieka płynącego razem z sektorami, głową naprzód, zwróconego twarzą ku igle magnesowej; jeżeli sektory naelektryzowane będą *dodatnio*, wówczas *lewa* jego ręka wskaże kierunek, w którym odchyli się biegun północny igły — więc kierunek pola. Ujemne sektory dałyby odchylenie w stronę prawej ręki.



Ryc. 246.

Gdyby igła magnesowa była zawieszona nie u brzegu, lecz w środku krążka (ryc. 246), wówczas, jak to wynika z reguły Ampèra, wszystkie sektory krążące wywierałyby na nią działania *w tym samym kierunku*, prostopadłym do płaszczyzny krążka — naprzód lub wstecz, zależnie od znaku naboju. Naboje dodatnie, krążące w prawo, działają tak samo, jak równie wielkie ujemne, krążące w lewo, z tą samą szybkością. Z powodu większej odległości od sektorów działanie na igłę byłoby jednak słabsze, aniżeli w urządzeniu wyobrażonem na ryc. 245.

255. Prąd elektryczny konwekcyjny. Natężenie prądu. Poruszającą się elektryczność nazywamy *prądem* elektrycznym. Jeżeli, jak w omówionem wyżej doświadczeniu, naboje poruszają się razem z przewodnikami, na których są nagromadzone, mówi się o prądzie *konwekcyjnym* albo unoszonym.

W doświadczeniu Rowlanda prąd taki wywiera (przy jednostajnym obrocie krążka) na igłę magnesową działanie trwałe i niezmienne, gdyż sektory naelektryzowane następują po sobie gęsto, jeden za drugim. Prąd jest w tym wypadku *stały. Za miarę jego natężenia i przyjmuje się stosunek całkowitej ilości elektryczności, która przelatuje pod igłą, do czasu trwania tego przelotu.* Dajmy na to, że na jednostkę długości obwodu krążka (ryc. 245 albo 246) mieści się n sektorów. Ilość ich przypadająca na długość s obwodu równa się ns. Przypuśćmy, że długość s obwodu przelatuje w czasie t. Całkowita ilość elektryczności, przelatująca w czasie t, wynosi nes. Natężenie i prądu wyraża się wtedy wzorem:

$$i = \frac{nes}{t} = nev,$$

w czem v oznacza prędkość, z jaką poruszają się naboje.

Można zatem powiedzieć, że *pole magnetyczne, stworzone przez prąd elektryczny stały, w punkcie sąsiednim M, jest proporcjonalne do natężenia prądu, a posiada kierunek prostopadły do płaszczyzny położonej przez linję prądu i przez uważany punkt M.*

To samo natężenie prądu można uzyskać bądź przez ruch dodatniej, bądź ujemnej elektryczności. Pomyślmy istotnie dwa krążki, takie jak K (ryc. 245), ustawione równolegle, jeden za drugim, w małym odstępie, obracalne, niezależnie od siebie, w prawo lub w lewo. Sektory jednego naelektryzowane są dodatnio, drugiego równie silnie ujemnie:

Z doświadczeń Rowlanda wynika:

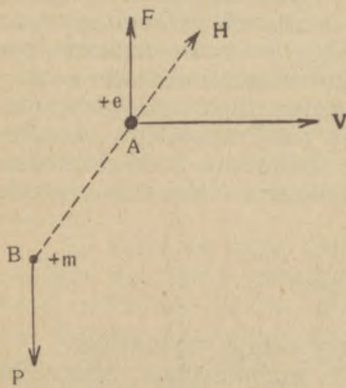
1) Jeżeli oba krążki wirują w tę samą stronę, pole magnetyczne wypadkowe będzie zero; działania na igłę niema.

2) Obracajmy jednak jeden z nich w prawo, z prędkością $\frac{1}{2} v$, drugi równie szybko w lewo. Oba razem działać będą widocznie na igłę tak, jakgdyby obracał się tylko dodatni z prędkością v albo tylko ujemny z prędkością $-v$ (t. j. w przeciwną stronę).

3) Ogólnie mówiąc, jeżeli prędkość jednego wynosi $\frac{1}{n} v$, drugiego $(1 - \frac{1}{n}) v$, skutek będzie znowu taki, jak gdyby poruszał się tylko dodatni, z prędkością v.

Prąd elektryczności dodatniej jest zatem zupełnie równoważny prądowi przeciwnemu elektryczności ujemnej, o tem samem natężeniu. *Kierunek prądu* umówiono się jednak liczyć zawsze w stronę rzeczywistego albo równoważnego ruchu elektryczności *dodatniej*.

256. Działania wzajemne magnesów na elektryczność poruszającą się. Skoro poruszający się nabój elektryczny działa na magnes, tedy magnes musi z konieczności oddziaływać na nabój poruszający się. Opierając się na tej wzajemności, postaramy się znaleźć najprostszą postać prawa rządzącego tem oddziaływaniem. *A* (ryc. 247) oznacza małych rozmiarów przewodnik naelektryzowany np. dodatnio, nabojem *e* jednostek, poruszający się, dajmy na to w prawo, w kierunku *AV*, z prędkością *v*. Na linji *AB*, prostopadłej do linji ruchu naboju, znajduje się zprzodu biegun magnetyczny $+m$. Według doświadczeń Rowlanda poruszający się nabój $+e$ wywiera na biegun $+m$ siłę *P*, skierowaną pionowo nadół, proporcjonalną do iloczynu *ev* i oczywiście do ilości *m* magnetyzmu w biegunie magnetycznym. W myśl prawa reakcji biegun *m* musi nawzajem działać na nabój *e* siłą *F*, tej samej wielości $F=P$, skierowaną wprost przeciwnie, a więc do góry (przy obranym znaku naboju).



Ryc. 247.

Zważywszy, że nabój *e* porusza się napoprzek przez pole magnetyczne *H*, stworzone przez biegun *m* (pole to skierowane jest poza płaszczyznę rysunku) wyprowadzamy stąd następujący podstawowy wniosek: *nabój elektryczny, poruszający się napoprzek przez pole magnetyczne, prostopadle do linij magnetycznych, doznaje działania siły, skierowanej prostopadle do kierunku ruchu i do kierunku pola.* Siłę tę nazwiemy siłą *magnetoelektryczną.*

Doświadczenie stwierdza, że chodzi tu tylko o pole *H*, w którem nabój się porusza. Obojętną zaś jest rzeczą, czy to pole pochodzi od jednego bieguna *m* (jak na ryc. 247), czy od wielu biegunów, od magnesu całego, od prądu albo od elektromagnesu.

Kierunek siły magnetoelektrycznej *F*, odczytany raz na zawsze z ryc. 247, określa następująca reguła: *wyobraźmy sobie człowieka płynącego głową naprzód, razem z dodatnim nabojem elektrycznym e, patrzącego w kierunku pola magnetycznego H; „lewa“ jego ręka wskaże kierunek siły magnetoelektrycznej* (prawa gdyby nabój *e* był ujemny).

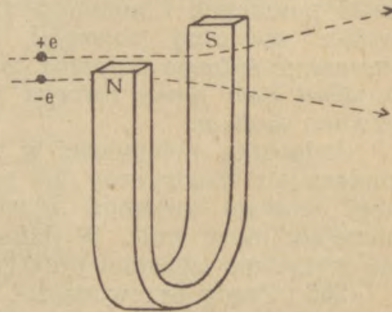
Natężenie siły magnetoelektrycznej *F* jest proporcjonalne

do iloczynu $e\,v$, gdyż równa jej siła elektromagnetyczna P jest do tego iloczynu proporcjonalna. Nadto jest ona proporcjonalna do natężenia H pola magnetycznego, albowiem to H jest samo proporcjonalne do m. Oznaczywszy tedy przez μ stały spółczynnik proporcjonalności, zależny tylko od wyboru jednostek miary, w szczególności od wyboru jednostki naboju, napiszemy:

$$F = \mu \,.\, ev\,H \text{ dyn} \ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Gdyby nabój e nie poruszył się prostopadle, lecz skośnie przez pole magnetyczne, pod kątem α względem linij magnetycznych, wtedy wchodzi w rachunek tylko składowa ruchu prostopadła do pola (v sin α); równoległa niema tu znaczenia.

Ku objaśnieniu tych działań posłuży następujący przykład (ryc. 248). W poziome pole, rozciągające się między biegunami N i S podkowy magnetycznej, wystrzelono dwie kule naelektryzowane: jedną dodatnio, drugą ujemnie. Przez krótką chwilę przelotu przez pole zadziałają na obie kule siły magnetoelektryczne F. Wskutek tego obie zmienią kierunek biegu; dodatnia będzie zboczoną w górę, ujemna nadół. W praktyce doświadczenie podobne nie dałoby dostrzegalnego wyniku, gdyż najlżejsze nawet kule byłyby nazbyt bezwładne (masywne), żeby nabyły przez tak krótkotrwałe działanie dostrzegalnej zmiany prędkości (o działaniu ciężkości nie mówi się tu wcale). Przekonamy się jednak niebawem, że wpływ przewidywany wystąpi bardzo wybitnie, jeżeli zamiast kul masywnych zastosujemy elektrony — dzięki niezmiernie małej ich masie.



Ryc. 248.

257. Określenie kulomba i wolta. We wzorze 1) ust. 256 możaby nabój e wyrazić w jednostkach elektrostatycznych. Przez taki wybór ustalilibyśmy również wymiar spółczynnika μ; jego wartość liczbową można znaleźć drogą pomiarów siły F. Jednakowoż można określić na podstawie wzoru 1) nową jednostkę naboju, niezależną od jednostki elektrostatycznej. Załóżmy mianowicie, że spółczynnik μ jest czystą liczbą nie posiadającą wymiaru. W praktyce używamy najczęściej układu miar elektrycznych, w którym przyjęto $\mu = \frac{1}{10}$.

Układ ten nazywa się *praktycznym*. W układzie praktycznym równanie 1) ust. 256 przyjmuje postać

$$F = \frac{1}{10}\, e\,v\,H \ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Kładąc w powyższem równaniu $e =$ jednostka praktyczna, $v = 1 \frac{cm}{sek}$, $H = 1$ gauss, znajdujemy $F = \frac{1}{10}$ dyny.

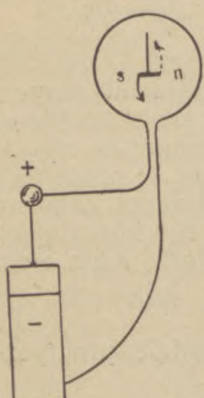
Jednostką praktyczną naboju, która nazywa się kulombem, jest ilość elektryczności, która poruszając się z prędkością $v = 1 \frac{cm}{sek}$ *napoprzek przez pole magnetyczne o natężeniu jednego gaussa, w próżni, doznaje działania siły magnetoelektrycznej* $\frac{1}{10}$ *dyny.*

Rzeczą osobnych a zawiłych pomiarów było określenie stosunku kulomba do jednostki elektrostatycznej. Pomiary te okazały, że ładunek, którego wielkość odmierzona jednostkami elektrostatycznemi wynosi 3×10^9 (trzy miljardy), wyraża się w kulombach liczbą 1. Należy jeszcze uwzględnić, że wymiary nabojów w układzie praktycznym i elektrostatycznym są różne. Na podstawie wzoru 1) znajdujemy, że wymiar naboju w układzie praktycznym jest *długość*$^{1/2} \times$ *masa*$^{1/2}$, podczas gdy w układzie elektrostatycznym (por. ust. 237), jest następujący: *długość*$^{3/2} \times$ *masa*$^{1/2} \times$ *czas*$^{-1}$.

W układzie praktycznym winniśmy nanowo określić jednostki potencjału i pojemności. *Jako jednostkę praktyczną potencjału obieramy potencjał elektryczny przewodnika, jeżeli spuszczenie jednego kulomba elektryczności z tego przewodnika do ziemi daje pracę jednego joule'a.* Tę jednostkę potencjału nazwano *woltem.*

Jednostką pojemności w układzie praktycznym jest *farad.* Kondensator elektryczny ma pojemność jednego farada, jeżeli nabój jednego kulomba wywołuje na jego okładkach różnicę potencjału jeden wolt. W dalszym ciągu będziemy się posługiwać wyłącznie układem praktycznym miar.

258. Prądy przewodzone. Galwanometr o ruchomym magnesie. Zastosujmy do rozbrojenia butelki lejdejskiej (ryc. 249) drut zgięty w pionowe koło, a w środku tego koła zawieśmy małą, bardzo czułą igiełkę magnesową *ns*, w ten sposób, żeby oś jej *ns* była pozioma i wisiała naprzód równolegle do płaszczyzny koła (podobnie, jak na ryc. 246). W chwili rozbrojenia igła ta zostanie nagle potrąconą i odchyli się w tę stronę, w jakąby się odchyliła — w myśl doświadczeń Rowlanda i reguły Ampèra — gdyby po drucie przeleciał sznur paciorków naelektryzowanych dodatnio, od okładki dodatniej butelki do ujemnej (albo sznur ujemnych, w kierunku przeciwnym).

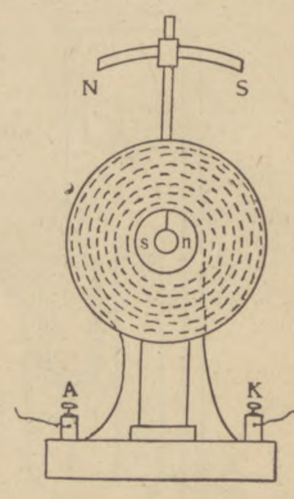


Ryc. 249.

Rozbrojenie elektryczne przez drut metalowy wywiera tedy działania magnetyczne takie same, jak poruszająca się elektryczność. Musimy zatem rozbrojenie uważać jako ruch elektryczności, jakkolwiek ruchu tego wcale nie dostrzegamy. Ruch elektryczności we wnętrzu przewodników nieruchomych nazwiemy również prądem elektrycznym, a mianowicie, dla odróżnienia od konwekcyjnego, *prądem przewodzonym.*

Ponieważ, według przyjętej w ust. 240 hipotezy, elektryczność dodatnią stanowią same atomy materjalne drutu, a te nie płyną przecież wzdłuż niego, przeto należy przyjąć, że *prąd przewodzony w drucie metalowym polega na ruchu ujemnych elektronów, od okładki ujemnej butelki ku dodatniej.* Według tego poglądu prąd elektryczny przewodzony w drucie jest w swej istocie również prądem konwekcyjnym, unoszą go jednak niezmiernie liczne i niedostrzegalnie małe elektrony pośród atomów drutu.

W opisanej formie przyrządu (ryc. 249) odchylenie igły byłoby zbyt drobne. Możemy jednak łatwo powiększyć je znakomicie, jeżeli zmusimy elektrony, żeby obleciały igłę magnesową nie jeden raz wkoło, lecz np. 1.000 albo 10.000 razy. Bierzemy w tym celu cienki, a długi drut miedziany, osnuty jedwabiem albo innym jakim materjałem izolującym, nawijamy go na okrągłej drewnianej ramce (ryc. 250) kilkaset albo kilka tysięcy razy, a w środku tej t. zw. *cewki* zawieszamy na cienkiem włóknie krótką i lekką igłę magnesową. Można np. przykleić taką igłę do tylnej ściany małego lekkiego zwierciadełka, jak na rysunku. Najmniejsze odchylenie igły dostrzeżemy wówczas dokładnie, patrząc przez lunetę na obraz odległej poziomej podziałki, odbity w zwierciadełku (jak na ryc. 242). Całe to urządzenie, służące do wykazania i mierzenia prądów przewodzonych, na podstawie ich działania na magnesy, nazywa się *galwanometrem zwierciadłowym.* Końce nawiniętego drutu złączone są z metalowemi spinkami *A* i *K*, które służą jako elektrody do wprowadzania i odprowadzania prądu.



Ryc. 250.

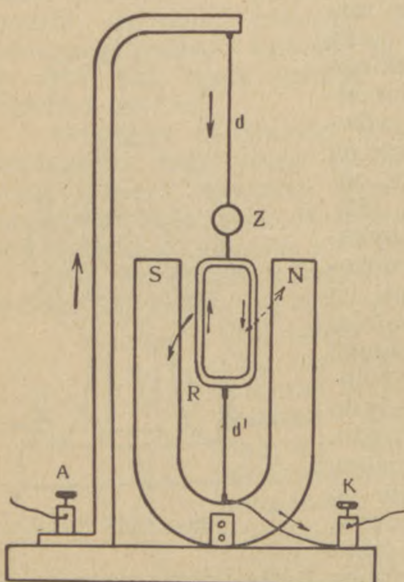
Dopóki prądu w cewce niema, igła zajmuje położenie *równoległe* do obwodów drutu nawiniętych na cewce, utrzymywana w tem położeniu przez magnetyzm ziemski, w razie potrzeby także przez magnes pomocniczy *NS*, służący zarazem do regulowania czułości przyrządu i do ustawiania igły równolegle do obwodów cewki. Krótkotrwały prąd, jak np. rozbrojenie kondensatora, udzieli igle jednorazowego potrącenia; stały odchyli ją trwale z położenia równowagi, tem więcej, im silniejszym będzie.

Czułość galwanometru można znacznie powiększyć przez zastosowanie igły astatycznej (ust. 233, ryc. 227). Wtedy ustawia się też dwie cewki, jedną nad drugą (galwanometr astatyczny), które prąd powinien okrążać w *przeciwnych* kierunkach.

259. Galwanometr o ruchomej cewce. Opisane wyżej gal-

wanometry polegają na działaniu sił elektromagnetycznych wywieranych przez prąd na ruchomy magnes. Jest drugi typ galwanometrów, w których stosuje się znowu działanie sił magnetoelektrycznych, jakie magnes nieruchomy wywiera na elektryczność poruszającą się w drucie (w tem znaczeniu nazywają się one siłami elektrodynamicznemi). Składa się on z lekkiej prostokątnej ramki *R* (ryc. 251), zawieszonej na cienkich wyprężonych drucikach *d* i *d'*, między biegunami silnej podkowy magnetycznej *NS*. Na ramce nawinięty jest cienki drut, izolowany jedwabiem, a druciki *d* i *d'* służą zarazem do wprowadzenia i odprowadzenia prądu w nawój ramki.

Podczas przepływu prądu wzdłuż obwodu ramki, ona odchyla się z położenia równoległego do linij magnetycznych pola, jakie pierwotnie zajmowała i usiłuje ustawić się swą płaszczyzną prostopadle do nich. Im silniejszy prąd, a mniej sztywne druci *d* i *d'*, tem większe będzie odchylenie; spostrzega się je znowu z pomocą zwierciadła *Z* przytwierdzonego do ramki.



Ryc. 251.

Przyczyną tego odchylenia są widocznie siły magnetoelektryczne, działające na elektrony przebiegające przez oba *pionowe* boki ramki; siły te skierowane są prostopadle do linij pola magnetycznego, jedna naprzód, druga wstecz (patrz reguła kierunkowa w ust. 256). Nie mogąc wyjść z drutu, elektrony ciągną za sobą całą ramkę.

Galwanometry tego typu są naogół mniej czułe od tamtych, gdyż odchyleniu ramki sprzeciwia się znaczna stosunkowo sztywność drucików *d* i *d'*. Wzamian odznaczają się wielką stałością równowagi cewki ruchomej, niezmiennością jej położenia zerowego. Są też zupełnie prawie niewrażliwe na przypadkowe zewnętrzne wpływy magnetyczne, jak sąsiedztwo żelaza i słabych magnesów, zmiany magnetyzmu ziemskiego i t. p.

260. **Określenie „ampera“.** ***Prąd elektryczny, przewodzący 1 kulomba elektryczności w czasie 1 sekundy, służy za jednostkę miary prądów. Nazwano go amperem.*** Prąd, który przewodzi *i* kulombów w sekundzie mieć będzie natężenie

i amperów. Prąd przewodzący e kulombów w czasie t sekund, przewodzi w sekundzie $\frac{e}{t}$ kulombów; natężenie jego oblicza się zatem ogólnie według wzoru:

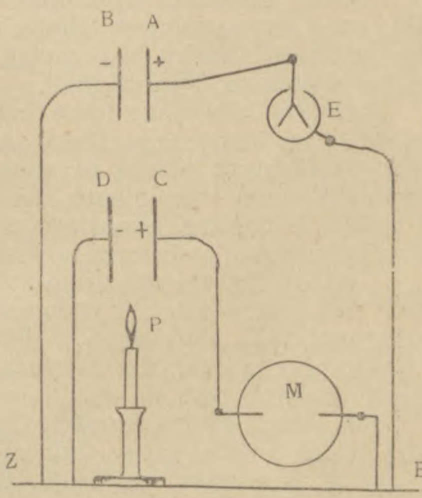
$$\frac{e \text{ kulombów}}{t \text{ sekund}} = i \text{ amperów.}$$

Siła elektromagnetyczna, jaką prąd taki wywiera na igłę galwanometru, jest proporcjonalna do jego natężenia i (ust. 255). Odchylenie, jeśli niewielkie, jest proporcjonalne do tej siły. Wynika stąd, że wielkość odchylenia igły galwanometru (albo cewki, w galwanometrach drugiego typu) daje nam miarę natężenia prądu płynącego przez cewkę.

Rozbrojenie kondensatora udziela igle galwanometru jednorazowego tylko uderzenia, poczem, po kilku wahnieniach, ona wraca do położenia zerowego. Gdybyśmy jednak, w szybkiem następstwie, np. n razy w sekundzie, przepędzali przez galwanometr takie rozbrojenia, jedno po drugiem, każde z nabojem e kulombów, igła przyjęłaby odchylenie trwałe, takie, jakgdyby na nią działał prąd stały o natężeniu $i = ne$ amperów. Tą drogą możnaby podziałkę galwanometru wycechować na ampery, poczem będzie on przydatny do mierzenia innych prądów.

Galwanometry opatrzone podziałką, na której ruchoma skazówka wskazuje wprost natężenie prądu wyrażone w amperach, nazywają się *ampermetrami*. Pospolicie są o wiele mniej czułe od galwanometrów zwierciadłowych, służą do mierzenia silnych prądów w praktyce elektrotechnicznej. Lepsze ampermetry buduje się wedle typu ruchomej cewki.

261. Rozbrojenie elektryczne w gazach. W zwyczajnych warunkach gazy izolują doskonale. Działaniem pewnych czynników można jednak zamieniać je na słabe przewodniki elektryczności. Jednym z takich czynników jest ogrzanie gazu do wysokiej temperatury, zwłaszcza, jeżeli to ogrzanie idzie w parze z silną reakcją chemiczną. Tak np. gazowe produkty spalenia, uchodzące z płomienia P świecy, albo lampy gazowej (ryc. 252) — nawet ostygłe zupełnie — dostawszy się między dwie blachy A i B,



Ryc. 252.

z których pierwsza połączona jest z elektroskopem naelektryzowanym *E*, druga z ziemią *Z*, rozbrajają elektroskop w ciągu kilkunastu sekund. Słaby prąd elektryczności przechodzi zatem przez warstwę gazu, od *A* do *B* i do ziemi.

Zgodnie z zasadniczą naszą hipotezą o elektrycznej budowie materji (ust. 240) tłumaczymy to sztucznie wytworzone przewodnictwo gazu rozbiciem pewnej liczby jego atomów, działaniem ciepła, na części dodatnio i ujemnie elektryczne. Z atomów wyzwalają się naprzód tkwiące w nich ujemne elektrony, poczem dokoła tych oswobodzonych elektronów i dokoła pozostałych dodatnich atomów grupują się, przyciągnięte elektrycznie, cząsteczki obojętne gazu, tworząc t. zw. *jony gazowe*, częścią dodatnio, częścią ujemnie naelektryzowane.

Jak wszelkie inne ciała mające nabój elektryczny, jony te są przyciągane albo odpychane przez przewodniki naelektryzowane. Unosząc się swobodnie w gazie, jony ujemne ciągną ku dodatniej blasze *A* i zobojętniają jej nabój. Dodatnie oddają znowu swe naboje blasze *B*, skąd elektryczność uchodzi do ziemi. Przez warstwę gazu płynie tedy rzeczywiście prąd elektryczny, prąd w istocie swej konwekcyjny.

Za słusznością tego tłumaczenia przemawiają następujące fakty: 1) gaz wprowadzony sztucznie w stan przewodzący, czyli gaz *zjonizowany*, pozostawiony przez kilka lub kilkanaście minut samemu sobie, traci nabyte przewodnictwo. Pochodzi to stąd, że znajdujące się w nim dodatnie i ujemne jony, przyciągając się wzajemnie, łączą się stopniowo napowrót w cząsteczki obojętne. 2) Gaz zjonizowany, np. produkty płomienia *P* (ryc. 252), traci całkowicie i natychmiast zdolność rozbrajania blach *A* i *B*, jeżeli przeszedł uprzednio między drugą parą blach *C* i *D*, które naelektryzowaliśmy silnie machiną *M*, jedną dodatnio, drugą ujemnie. Blachy te przyciąganiem elektrycznem wymiotły bowiem wszystkie jony z gazu.

Wszelkie działania, zdolne rozbijać cząsteczki gazu obojętne na jony, nazywamy *czynnikami jonizującemi*. Obok ciepła i reakcyj chemicznych należą tu: promieniowanie nadfiołkowe, promienie Röntgena i promienie Becquerela, o których będzie niżej mowa. Powietrze atmosferyczne jest zawsze w małym stopniu zjonizowane, zwłaszcza powietrze wydobyte z ziemi, z piwnic i t. p., co się przypisuje promieniom Becquerela, wydawanym przez rad, pierwiastek z ziemi w niezmiernie małej ilości zawarty (ust. 268). Powietrze mgliste przewodzi gorzej, dlatego, że jony przywierają do ciężkich stosunkowo kropelek mgły i tracą wskutek tego na ruchliwości.

262. Atom elektryczności. Opowiemy teraz o doświadczeniach, które potwierdzają świetnie powyższy pogląd na jonizację gazów, a zarazem wskazują, że elektryczność występuje za-

wsze w rozdrobnieniu na malutkie równe porcje — słowem, że podobnie jak materja elektryczność posiada ustrój atomowy.

Umieśćmy w zjonizowanym gazie dużą izolowaną kulę metalową. Jony będą się jej czepiały w wielkiej liczbie i udzielać jej będą swych nabojów. Ponieważ jednak tyleż jest w gazie jonów dodatnich jak ujemnych, a naboje ich są niezmiernie małe, przeto kula otrzymywać będzie naogół tyleż elektryczności dodatniej, jak ujemnej i nie dostrzeżemy żadnego jej naelektryzowania wypadkowego. Inaczej będzie jeżeli w gazie umieścimy kulkę rozmiarów tak drobnych, żeby na jeden raz chwytała tylko jeden jon, albo dwa, trzy... Zapomocą rozpylacza wdmuchnijmy w gaz zjonizowany np. odrobinę oliwy albo rtęci, rozbitą na kropelki widoczne tylko pod mikroskopem. Jony, czepiając się takiej kropelki, na chybi trafi, raz dodatnie, potem znowu ujemne, sprawią, że ona okaże się elektryczną i że nabój jej z biegiem czasu będzie się nagle, skokami, zmieniał.

Doświadczenie okazało istotnie, że przewodnik naelektryzowany, wprowadzony w gaz, przyciągał albo odpychał takie kropelki siłą, która zmieniała się raz po razu, nagłemi skokami. Z wielkości dostrzeżonych przez mikroskop ruchów można było obliczyć wielkość naboju kropelki. Okazało się, że *nabój ten jest zawsze całkowitą wielokrotnością pewnego naboju najmniejszego, który trzeba zatem uważać jako najmniejszą, niepodzielną już ilość elektryczności, czyli jako atom elektryczny.* Nabój ε tego atomu (czy dodatni, czy ujemny) wynosi, jak wypadło z wielu pomiarów:

$$\varepsilon = \frac{1{\cdot}59}{10^{19}} \text{ kulombów.}$$

Należy zatem przyjąć, że nabój elektronu jest takim właśnie atomem elektrycznym. On posiada tej wartości nabój ujemny, atom zaś materjalny, który utracił jeden elektron, tejże samej wielkości nabój dodatni.

Jony, przewodzące prąd w gazach zwyczajnej gęstości, nie są zresztą ani pojedyńczemi elelektronami ani atomami. Należy raczej wyobrażać je sobie, na podobieństwo owych kropelek oliwy, jako ugrupowanie większej liczby cząsteczek, do których przywarł albo elektron albo atom dodatni. W gazach silnie rozrzedzonych natomiast, jak niżej obaczymy, występują też pojedyńcze elektrony albo atomy, jako przewodniki prądu.

263. Iskra elektryczna. Pod działaniem wysokich napięć gazy przepuszczają jednak rozbrojenie elektryczne, nawet bez udziału osobnych czynników jonizujących; rozbrojenie takie i przewodnictwo nazywamy *samoistnem.* Przykładem iskra elektryczna, która przebija między biegunami machiny elektrycznej, skoro napięcie urośnie do pewnej wysokości (zależnie od odległości biegunów), zwanej *napięciem iskrzenia.* Elektrometrem

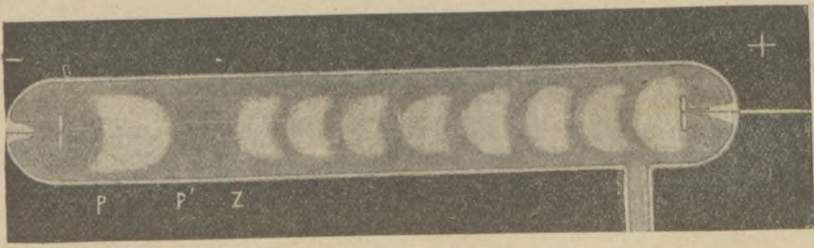
bezwzględnym zmierzono, że z odległości 1 *mm*, w powietrzu zwyczajnem, iskry biją już pod napięciem około 4800 woltów; odstęp 10 *mm* wymaga 25000 woltów; pioruny powstają pod napięciem liczącem się na miljony woltów.

Iskra jest to krótkotrwały prąd elektryczny, płynący wąską ścieżką przez gaz. Na tej ograniczonej przestrzeni wyzwala się cała niemal rozbrojona energja elektryczna. Stąd niezmiernie wysoka temperatura i światło iskry; wystrzał powstaje wskutek nagłego rozszerzania się gazu przez ciepło.

Przewodnictwo samoistne polega również na obecności jonów w gazie; nie może być inaczej. W braku zewnętrznych czynników napięcie musi jednak samo wytworzyć dostateczną liczbę jonów, dlatego musi być wysokie. Przypuszcza się, że pod działaniem napięcia, nieliczne jony, zawsze obecne w gazach, zostają wprowadzone w ruch, ku elektrodom przeciwnego znaku. Skoro nabędą dostatecznej energji kinetycznej, rozbijają napotkane na drodze cząsteczki obojętne gazu i wytwarzają tym sposobem nowe jony. Po chwili wytworzy się ich tyle, że przejście prądu stanie się możliwem.

Podobnie należy tłumaczyć wypływy z kolców. W tym razie jony jednoimienne z kolcem zostają odrzucone. Porywając z sobą cząsteczki obojętne wywołują znane zjawisko wiatru elektrycznego.

264. Rozbrojenie w gazach rozrzedzonych. W gazach rozrzedzonych napięcie iskrzenia jest znacznie mniejsze, liczy się



Ryc. 253.

nie na dziesiątki tysięcy, lecz na tysiące albo setki woltów, nawet gdy odległość elektrod wynosi kilkanaście centymetrów. Pochodzi to stąd, że w gazie rozrzedzonym jony mogą rozpędzać się na znacznie dłuższą metę, zanim uderzą o cząsteczkę obojętną; mogą zatem nabywać wystarczającej energji już pod napięciem słabszem, jak młot poruszany słabą wprawdzie siłą, ale na dużej przestrzeni. Zjawiska rozbrojenia połączone są z charakterystycznemi objawami świetlnemi. Do okazania ich używa się zamkniętych rur albo baniek szklanych (ryc. 253), napełnionych gazem rozrzedzonym, opatrzonych dwiema metalowemi,

wlutowanemi w ścianę szklaną elektrodami. Dodatnia, połączona z biegunem dodatnim machiny elektrycznej (często używa się też cewki indukcyjnej), nazywa się *anodą*, ujemna *katodą*.

Jeżeli w rurze znajduje się gaz, rorzedzony do 2 albo 3 milimetrów rtęci, wówczas stały prąd elektryczny przepływający przez gaz zapełnia całą rurę jasno świecącą chmurą (pomimo, że gaz wcale nie wiele się rozgrzewa). Na uwagę zasługuje to, że objawy świetlne u katody przedstawiają się inaczej, aniżeli u anody, co jest ważną wskazówką, że hipoteza, przypisująca inny ustrój dodatnim, inny ujemnym atomom elektryczności, jest słuszną.

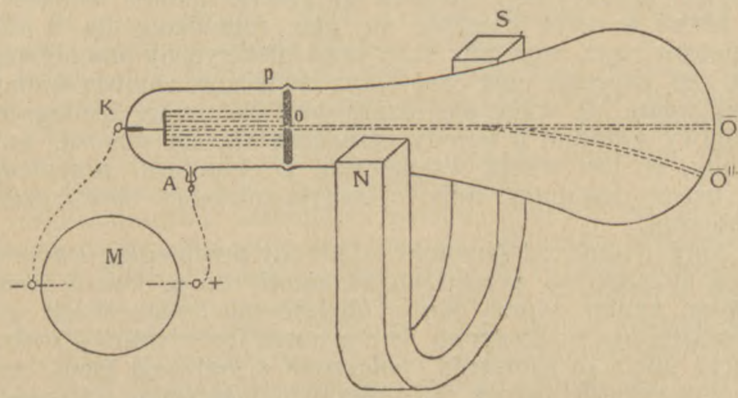
Jony ujemne odepchnięte od katody przebiegają swobodnie ciemną stosunkowo przestrzeń od katody do *p*, zwaną *ciemnią Crookesa*, zanim zderzą się z obojętnemi cząsteczkami gazu. Im bardziej gaz rozrzedzono, tem grubszą jest ciemna przestrzeń. Miejsce, gdzie te zderzenia, połączone z jonizacją gazu, następują, zaznacza się jasnym niebieskawym obłoczkiem *pp'*, zwanym *poświatą ujemną*. Wytworzone tu jony dodatnie lecą wstecz ku katodzie. Pod wpływem ich uderzeń o katodę odbywa się tu znowu jonizacja, dostarczająca wspomnianych wyżej jonów ujemnych. Od anody aż do poświaty ujemnej, przedzielony od tej ostatniej drugą warstwą ciemną *p'z* (ciemnią Faradaya), rozciąga się jasno różowy słup światła (*zorza dodatnia*), zaznaczając miejsce, gdzie jony ujemne wytrącone z poświaty wywołują znowu jonizację gazu. Zorza ta bywa niekiedy uwarstwowioną szeregiem drugorzędnych warstw ciemniejszych, jak okazano na rycinie.

Różne u obu elektrod wejrzenie zjawiska usprawiedliwia wniosek, że jonizacja gazu odbywa się głównie za sprawą jonów ujemnych i to samych elektronów, nie związanych z atomami materjalnemi. Ciężkie dodatnie jony działają tylko przy katodzie, o którą rozbijają się z wielką siłą.

265. Promienie katodowe. Gdy rozrzedzimy gaz w bańce do ciśnienia kilku lub kilkunastu tysięcznych milimetra rtęci, ciemnia Crookesa rozszerzy się na całą niemal bańkę; z zorzy dodatniej zostaną zaledwie ślady u samej anody. Dostrzeżemy wtedy, że z katody wychodzi snop promieni słabo świecących i rozchodzi się *w linjach prostych* przez całą długość bańki, aż do naprzeciwległej ściany. Promienie te wychodzą prostopadle z powierzchni katody, a przebieg ich prostolinijny *nie zależy wcale od położenia anody*.

Promienie te, zwane *katodowemi*, mają własność podniecania wielu ciał do świecenia (fluorescencji). Fluoryzuje też jasnem zielonawo żółtem światłem szkło bańki tam, gdzie one je trafiają. Przez szkło, metale, one nie przechodzą. Ciała takie, umieszczone wewnątrz bańki, wstrzymując je, rzucają cień na ścianę. Szklana

albo metalowa przepona *p*, opatrzona otworkiem *o* (ryc. 254) umieszczona przed katodą, przepuszcza przez otworek cienki



Ryc. 254.

snop tych promieni, który zaznacza się na przeciwległej ścianie bańki małą jasną plamką *O'*.

Stosując katodę wklęsłą (jak na ryc. 255) można snop promieni katodowych skupić w jedno ognisko. Okaże się wtedy, że one niosą z sobą znaczną ilość energji. Cienka blaszka platynowa, umieszczona w takiem ognisku, rozżarzy się do czerwoności.

Najważniejszą jednak własnością promieni katodowych, która dozwoliła rozpoznać prawdziwą istotę tego zjawiska, jest ich zachowanie się w polu magnetycznem. Zbliżmy magnes do bańki, w której przebiegają te promienie, jak okazano na ryc. 254. Promienie, które poruszały się pierwotnie wzdłuż prostej np. poziomej *oO'*, przebiegając teraz przez pole magnesu *NS*, również dajmy na to poziome, zostaną zgięte; plamka fluoryzująca na szkle odchyli się wdół (jak na rysunku) albo do góry, zależnie od położenia biegunów, t. j. od kierunku pola.

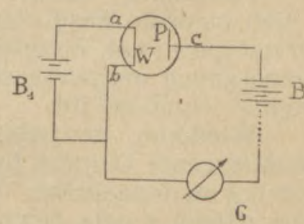
Rzut oka na ryc. 248, objaśniającą wpływ siły magnetoelektrycznej na ruch ciał naelektryzowanych dodatnio lub ujemnie, przekona nas, że *promienie katodowe polegają na ruchu ciał naelektryzowanych ujemnie, odrzuconych z wielką prędkością od katody.* O wielkiej ich prędkości świadczy rozgrzewanie się ciał, przez nie trafionych, które tłumaczy się nagłą utratą energji kinetycznej (podobnie rozgrzewałaby się tarcza, ostrzeliwana gradem pocisków). O ujemnym ich naboju przekonywa i ten fakt, że są przyciągane przez przewodniki naelektryzowane dodatnio, umieszczone wewnątrz bańki, odpychane przez ujemne.

Z wszystkich własności promieni katodowych można zdać sprawę jakościowo i ilościowo, skoro się przyjmie, że owe od-

rzucone od katody cząsteczki ujemne są to elektrony, każdy z nabojem atomowym 1·59 . 10^{-19} kulombów. Z wielkości odchylenia w znanem polu magnetycznem (i elektrycznem) można ocenić wartość siły magnetoelektrycznej, która je odchyla, a następnie masę każdego elektronu. Na masę wypada zawsze 8·95 . 10^{-20} gramów *), jakikolwiek byłby gaz w bańce i jakiekolwiek jej elektrody. Prędkość promieni katodowych bywa rozmaita, zależnie od napięcia machiny elektrycznej pędzącej prąd przez bańkę; znajdowano prędkość od 20.000 do 120.000 kilom. w sekundzie.

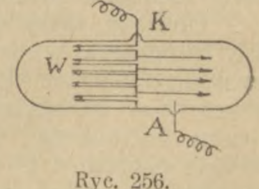
Działaniem tych samych czynników, które jonizują gazy, można wydobyć elektrony również z wielu ciał stałych. Metale i węgiel ogrzane do białości wyrzucają z siebie ujemną elektryczność. Podobnież działają na nie promienie nadfiołkowe i röntgenowskie. Metale izolowane, naelektryzowane ujemnie, rozbrają się natychmiast, gdy je oświetlimy światłem, szczególnie, jeżeli to światło jest bogate w promienie nadfiołkowe. T. zw. łuk elektryczny tłumaczy się strumieniem elektronów, uchodzących z rozgrzanej do białości węglowej katody.

Że rozgrzane metale wysyłają elektrony, można się o tem przekonać przy pomocy t. zw. *lampki katodowej*. Jest to bańka szklana (ryc. 255), w której wytworzono możliwie doskonałą próżnię. W bańkę wlutowane są trzy elektrody *a*, *b*, *c*. Dwie z nich *a* i *b* są połączone włókienkiem *W* z platyny lub z wolframu. Trzecia elektroda *c* podtrzymuje płytkę niklową *P*. Włókienko *W* można rozgrzać do białości zapomocą elektrycznego prądu, którego dostarcza baterja B_1 o napięciu kilku woltów. Płytka *P* za pośrednictwem elektrody *c* połączona jest z ujemnym biegunem innej baterji B_2, o napięciu kilkudziesięciu woltów. Drugi, ujemny biegun tej baterji jest połączony z elektrodą *b*, poprzez czuły galwanometr *G*. Jeżeli włókno *W* jest rozżarzone działaniem prądu do wysokiej temperatury, wówczas galwanometr *G* wskazuje, że w obwodzie $PWGB_2P$ płynie prąd, który wewnątrz lampki posiada kierunek od *P* do *W*. Prąd ten jest w warstwie *WP* wytworzony przez strumień elektronów wysyłanych przez włókno *W* i przyciąganych przez dodatnio naelektryzowaną płytkę *P*.



Ryc. 255.

266. Promienie dodatnie (kanalikowe). W bańce katodowej znajdują się obok elektronów cząstki obdarzone nabojem dodatnim. Można je wyodrębnić w bańce, w której katoda *K* (ryc. 256) jest opatrzona szeregiem otworków czyli kanalików. Z tych kanalików wychodzą w kierunku przeciwnym względem kierunku rozchodzenia się promieni katodowych słabo świecące wiązki *W*, które podobnie jak promienie katodowe wzbudzają fluorescencję, ulegają odchyleniu w polu magnetycznem i elektrycznem i t. p. Jednakowoż kierunek ich odchylenia jest przeciwny temu, jaki oka-



Ryc. 256.

*) t. j. około 2000 razy mniej niż na masę atomu wodoru.

zywałyby w tych samych warunkach promienie katodowe. Wnosimy stąd, że promienie *kanalikowe* są rojem cząstek naektryzowanych dodatnio.

Zbadawszy odchylenie w polach elektrycznem i magnetycznem, możemy podobnie jak w przypadku promieni katodowych określić masę każdej cząstki kanalikowej. Przyrząd, zapomocą którego dokonywamy takich badań, nazywa się *spektrografem do analizy mas atomowych.*

Masa cząstek kanalikowych, w przeciwieństwie do cząstek katodowych, zależy od rodzaju gazu, który (pod bardzo małem ciśnieniem) wypełnia bańkę. Znaleziono, że w wodorze masa cząstki równa się 1·008, w helu —4 i t. p. Cząstki kanalikowe są zatem dodatnio naelektryzowanemi atomami.

Przy pomocy spektrografu do analizy mas atomowych można się przekonać o następującym fundamentalnym fakcie: istnieją pierwiastki, składające się z atomów o różnych masach atomowych. Np. w przypadku chloru znajdujemy cząstki kanalikowe o masach atomowych 35 i 37, w przypadku kryptonu — cząstki o masach 78, 80, 82, 83, 84, 86 i t. d.

Powiadamy zatem: chlor składa się z dwu *izotopów*, jeden z nich posiada masę atomową 35, drugi 37, krypton składa się z 6 izotopów i t. d. Wszystkie izotopy o jednakowych własnościach chemicznych nazywają się *plejadą*. Mamy zatem plejadę chloru, plejadę kryptonu itd.

Wiadomo, że jednem z fundamentalnych założeń teorji atomistycznej Daltona było, że wszystkie atomy jednego pierwiastka są jednakowe. Odkrycie izotopów obaliło to założenie. Dziś wiemy z całą pewnością, że masa atomowa nie jest tą wielkością, która określa własności chemiczne atomu. Albowiem izotopy należące do jednej plejady posiadają atomy o różnych masach, niemniej ich własności chemiczne są zupełnie jednakowe.

267. Promienie Röntgena. Podczas doświadczeń z promieniami katodowemi profesor Röntgen odkrył w r. 1895 nowy rodzaj promieni, nazwany jego imieniem. One powstają wszędzie, gdzie promienie katodowe zostają w swym biegu nagle powstrzymane, przez jakąkolwiek nieprzepuszczającą je zaporę. Wydaje je np. szkło samej bańki katodowej, tam gdzie ją trafiają elektrony lecące w promieniach katodowych.

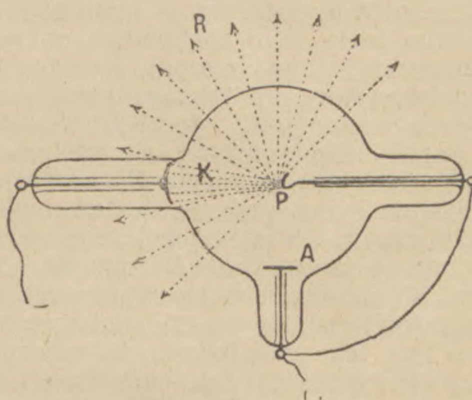
Obecnie urządza się bańki Röntgenowskie na wzór ryc. 257. Naprzeciw wklęsłej (glinowej) katody *K*, ukośnie względem wysyłanych przez nią, a skupionych promieni katodowych, ustawiona jest wewnątrz bańki dość gruba płytka metalowa *P*, zwana antikatodą; anodę *A*, umieszczoną z boku, łączy się zwykle drutem z tą antikatodą. Do elektród *A* i *K* przyprzęga się bieguny silnej machiny elektrycznej (częściej cewki indukcyjnej), zdolnej dawać w powietrzu iskry kilkunastu centymetrów długości.

Promienie Röntgena wysyłane są na wszystkie strony przez antikatodę, z tej strony, którą trafiają promienie katodowe. Przenikając w znacznej mierze przez szkło, promienie te mogą być badane zewnątrz bańki. Są niewidzialne. Poznaje się je tylko po ich działaniach:

1) One wzniecają silną fluorescencję wielu ciał, np. samego szkła bańki.

2) Działają chemicznie na płytę fotograficzną, na podobieństwo światła.

3) Są silnym czynnikiem jonizującym gazy. W pobliżu bańki Röntgenowskiej czynnej wszystkie przewodniki naelektryzowane rozbrajają się przez powietrze ku ziemi.



Ryc. 257.

Najciekawszą ich własnością jest zdolność przenikania przez wiele ciał nieprzeźroczystych wobec światła, przez papier, deski drewniane, lekkie metale (glin), wogóle przez ciała małego ciężaru właściwego; gęste, jak platyna, żelazo, nawet kości zatrzymują je. Bywają zresztą różne odmiany promieni Röntgena; twarde, wywołane przez promienie katodowe bardzo szybkie, powstające pod wysokiem napięciem, są bardziej przenikliwe; miękkiemi nazywają się, jeżeli łatwiej ulegają pochłonięciu.

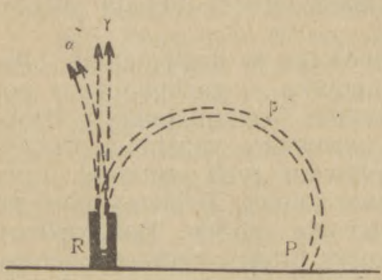
Zamknijmy np. bańkę Röntgenowską w drewnianem albo kartonowem pudełku. Zbliżmy do pudełka — zaciemniwszy pokój — t. zw. *tablicę fluoryzującą*, arkusz kartonu pokryty drobnemi kryształkami platynocyjanku barowego, substancji fluoryzującej szczególnie jasno pod wpływem tych promieni. Cała tablica zajaśnieje światłem zielonawo-żółtem. Połóżmy dłoń na odwrotnej (zwróconej ku bańce) stronie tablicy. Dostrzeżemy wtedy na jasnem tle tablicy słaby zarys dłoni i wyraźny, ciemny cień szkieletu ręki; kości wstrzymują te promienie, przez mięśnie one przechodzą swobodnie. Dzięki tej właściwości stały się pierwszorzędnym środkiem badania lekarskiego.

Jakkolwiek zapomocą promieni katodowych otrzymywane, promienie Röntgena są jednak zasadniczo od nich różnem zjawiskiem. *Nie podlegają działaniu ani magnesów ani ciał naelektryzowanych.* Wszystko przemawia za tem, że są to fale rozchodzące

się w eterze świetlnym, wywołane przez uderzenia gradu elektronów o nieprzepuszczalną dla nich antikatodę. W istocie swej są to fale tego samego rodzaju jak fale świetlne, najbardziej podobne do nadfiołkowych, tylko znacznie od nich krótsze.

268. Ciała promieniotwórcze. Po zbadaniu i wyjaśnieniu istoty promieni katodowych okazało się, że nie jest to jedyny przykład promieniowania, polegającego na ruchu cząsteczek naelektryzowanych. Na pierwszem miejscu pod względem olbrzymiej doniosłości zasadniczej dla fizyki i chemji należy wymienić promieniowanie t. zw. *ciał promieniotwórczych*, między któremi najważniejszy jest rad, pierwiastek znajdujący się w skałach urانonośnych, odkryty w roku 1898 przez Skłodowską-Curie. Główną cechą tego epokowego odkrycia, nader znamienną dla elektrycznej teorji materji, jest ta, że pierwiastek ten i jemu podobne (pierwszy był znaleziony przez nią polon) wydają promienie same przez się, bez wszelkiej zewnętrznej pobudki, w każdej temperaturze — a promieniowanie to polega na ruchu cząsteczek elektrycznych. Promienie podobnego rodzaju, nieporównanie jednak słabsze, dostrzegł pierwszy Becquerel w uranie metalicznym i wszystkich jego związkach. Nazywają się też te promienie promieniami Becquerela.

Nie potrzeba wcale wytwarzać próżni, żeby dostrzec potężne (niewidzialne zresztą samo przez się) promieniowanie radu. Ono jest tak przenikliwe, że rozchodzi się w powietrzu zwyczajnej gęstości. Odrobina radu albo jakiegokolwiek jego związku, zbliżona do elektroskopu, rozbraja go w ciągu paru sekund; promienie te jonizują zatem powietrze, na podobieństwo röntgenowskich. Działają chemicznie na płytę fotograficzną, można z ich pomocą otrzymać fotogramy cieniowe znowu podobne do röntgenowskich. Na ciele ludzkiem, działając zbliska czas dłuższy, wywołują dotkliwe oparzeliny. Wzniecają wreszcie fluorescencję wielu ciał. Mimo to podobieństwo do röntgenowskich są jednak od nich zasadniczo różne; w głównej przynajmniej części jest to promieniowanie elektryczne.



Ryc. 258.

Szczegółowe badanie tego osobliwego promieniowania wykazuje, że w ogólności ono jest złożone z trzech różnych od siebie rodzajów promieni, oznaczanych zwyczajnie literami α, β i γ. Można je rozdzielić zapomocą magnesu. Ryc. 258 okazuje małe, grubościenne, otwarte u góry naczyńko ołowiane *R* (gruby ołów wstrzymuje w przeważnej

części promienie radu), zawierające odrobinę jakiegokolwiek związku radu, np. bromek $Ra Br_2$. Z otworku naczyńka strzela w górę słup promieni. Skoro umieścimy to naczyńko w silnem magnetycznem polu (między biegunami elektromagnesu; linje magnetyczne pola biegną na rycinie prostopadle do papieru, od patrzącego precz), okaże się, że snop promieni rozdzielił się na trzy części:

1) Jedna część γ biegnie wciąż w pierwotnym kierunku, nieodchylona wcale. Są to promienie słabe, ale niezmiernie przenikliwe, przechodzą przez wiele metrów powietrza. Jonizują gazy, można je wykryć elektroskopem. Posiadają tedy wszelkie cechy promieni Röntgena, z któremi są identyczne. Nazwano je „promienie gamma“.

2) Druga część β odchyliła się bardzo znacznie, przegięła się w bok tak silnie, że na podstawionej płytce fotograficznej odbija wyraźną plamkę w *P*. Kierunek odchylenia jest ten, w jakim odchyliłby się, pod działaniem siły magnetoelektrycznej (por. ryc. 248), grad pocisków naelektryzowanych *ujemnie*. Promienie te, nazwane *beta*, zachowują się zatem w zwykłem powietrzu, jak promienie katodowe w próżni. Z wielkości odchylenienia zdołano ocenić, że poruszające się cząsteczki są identyczne z *elektronami*, tworzącemi promienie katodowe. Mają jednak nierównie większe prędkości, dlatego są bardziej przenikliwe.

3) Część trzecia α, promienie *alfa*, odchyliła się bardzo mało i to w stronę *przeciwną*, niż poprzednia. Promienie te polegają tedy na ruchu wyrzucanych przez rad cząsteczek *dodatnio* naelektryzowanych. Małe ich odchylenie wskazuje, że są to cząsteczki ciężkie i bezwładne (stwierdza to pomiar odchylenia w polu elektrycznem). Że są grube, w porównaniu z elektronami, wynika to i stąd, że przenikliwość ich jest nieznaczna, wstrzymuje je najcieńsza bibułka, w powietrzu zasiąg ich wynosi ledwie parę centymetrów. Są to zatem cząsteczki porównywalne z atomami materjalnemi. Udało się złowić je (Rutherford) i nagromadzić w większej ilości. Okazało się, że są to atomy pewnego pierwiastka, znanego od dawna astronomom w atmosferze słońca. Jest to *hel* (znajdujący się obok radu w niektórych minerałach), pierwiastek gazowy, jednoatomowy, o ciężarze atomowym 4.

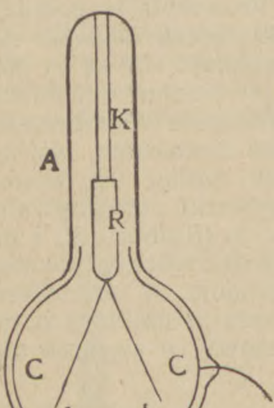
W naczyńku szklanem o ścianach tak cienkich, że przepuszczają przez siebie cząstki α, umieszczono sól radową. Naczyńko było otoczone zewnętrznem naczyniem, zaopatrzonem w urządzenie, które pozwala pobudzić do świecenia gaz, w niem zawarty. Otóż okazało się, że w dwa dni po zestawieniu aparatu, gaz zawarty w zewnętrznem naczyniu, pobudzony do świecenia, okazywał żółte linje widmowe, charakterystyczne dla helu. Po upływie sześciu dni pojawiły się prócz żółtych również i inne linje helowe, chociaż na samym początku doświadczenia nie można było zupełnie wykryć nawet śladów helu. Widoczną jest zatem rzeczą, że hel został wytworzony z czą-

stek α. Z cząstki α tworzy się atom helu, jeżeli dodatni jej nabój zostanie zobojętniony przez dopływ elektronów.

Promienie alfa jonizują powietrze potężnie. Wzbudzają też silną fluorescencję np. siarczku cynkowego. Światło wydawane przez płytkę tego ciała wskazuje wyraźnie, że wytwarza je grad drobnych pocisków, wyrzucanych przez rad. Rozpatrywana przez szkło powiększające poświata ta przedstawia się jako rój gwiazdek, pojawiających się i gasnących w coraz to innych miejscach (przypomina to powierzchnię stawu, którą trafiają krople rzęsistego deszczu).

Świecenie ciał fluoryzujących pod wpływem cząstek α nazywa się *scyntylacją*. W zjawisku scyntylacji objawia się działanie poszczególnych cząstek α. Scyntylacje można liczyć i w ten sposób oznaczyć liczbę cząstek α wysyłanych przez rad. Przekonano się, że jeden gram radu wysyła w sekundzie $13{\cdot}6 \times 10^{10}$ cząstek. Na jeden rok wypada 429×10^{16} cząstek. Ponieważ każda cząstka α zamienia się na atom helu, liczba powyższa oznacza również liczbę atomów helu, wytworzonych przez jeden gram radu w przeciągu roku. Hel, jak każdy inny gaz, zawiera w jednym cm^3 w stanie normalnym $2{\cdot}78 \times 10^{19}$ cząstek czyli atomów (por. ust. 203). Objętość normalna helu wydzielonego przez jeden gram radu w przeciągu roku winna zatem wynosić $429 \times 10^{16} : 2{\cdot}78 \times 10^{19} = 158\ mm^3$. Pomiary sprawdzają ten wniosek w zupełności.

Elektryczną naturę promieni radu okazuje bezpośrednio następujący przyrząd, zwany zegarem wieczystym. W bańce szklanej *A* (ryc. 259), doskonale wypróżnionej, znajduje się izolowana rureczka *R* z odrobiną radu; na niej są zawieszone dwa listki pozłótki *LL*. One elektryzują się wciąż dodatnio i rozchylają zwolna, jak listki elektroskopu. Dotknąwszy blaszek *CC* połączonych z ziemią, opadają, poczem rozchylają się znowu i t. d. bez końca. Przyczyna leży w tem, że ujemne elektrony (promienie beta) uciekają przez szkło bańki nazewnątrz; wewnątrz pozostają cząsteczki α ze swemi nabojami dodatniemi.



Ryc. 259.

Dodatni nabój unoszony wraz z cząstkami α można zmierzyć. Ponieważ liczba cząstek α jest znana, można w ten sposób określić nabój jednej cząstki α. Znaleziono, że ten nabój jest dwa razy większy od ujemnego naboju elektronu.

Celem wytłumaczenia zjawisk promieniotwórczości Rutherford i Soddy podali teorję t. zw. rozpadu atomowego, która łączy się bezpośrednio z teorją elektrycznej budowy atomów. Atomy ciał promieniotwórczych składają się, jak wszelkie

inne, z części dodatnio i ujemnie elektrycznych. Budowa ich jest jednak o tyle niestałą, że z upływem czasu ten lub ów rozpęka nagle, wyrzuca z siebie wielką siłą ujemny elektron lub dodatnią cząsteczkę α, pozostała zaś reszta, odmiennej już budowy, daje atom nowego, odmiennego pierwiastka. Ten nowy produkt przetwarzania się pierwotnego atomu może być również promieniotwórczym, życie jego trwać będzie krócej lub dłużej (rad sam żyje, średnio biorąc, tylko 2000 lat, uran miljony, polon kilka miesięcy), poczem przetworzy się znowu w inny, dopóki nie dojdzie wkońcu do formy albo zupełnie już trwałej, albo tylko bardzo długowiecznej. Wniosek ten sprawdzono bezpośrednio na radzie samym, który wytwarza kilka generacyj pochodnych.

Pierwszem ogniwem tego łańcucha jest t. zw. *emanacja radu*. Jest to pierwiastek gazowy, wydzielający się z radu, z którym jest zawsze zmieszany. Można go od radu oddzielić przez ogrzanie albo przez rozpuszczenie. Emanacja jest podobnie jak rad silnie promieniotwórcza, lecz jej promieniotwórczość w przeciwieństwie do radu szybko zanika. Po upływie około 4 dni pozostaje tylko połowa pierwotnej promieniotwórczości, po upływie następnych 4-ch dni — połowa tej połowy, czyli jedna czwarta pierwotnej i t. d. Zanikanie promieniotwórczości emanacji dowodzi, że emanacja rozpada się, dając początek innym pierwiastkom, które posiadają promieniotwórczość w znacznie mniejszym stopniu.

Emanacja jest gazem 111 razy gęstszym od wodoru. Stąd wynika, że ciężar atomowy emanacji równa się 222. Tak być powinno, skoro emanacja powstaje z radu (ciężar atomowy 226) przez wydzielenie cząstki α o ciężarze atomowym 4.

Emanacja radu, rozpadając się, wysyła podobnie jak sam rad cząstki α i daje początek nowemu promieniotwórczemu pierwiastkowi, który się nazywa *Rad A* (ciężar atomowy $222-4=218$). Pierwiastek ten rozpada się dalej. Ostatniem, już niepromieniotwórczem ogniwem łańcucha pierwiastków, powstających na skutek rozpadu radu jest *Rad G*, o ciężarze atomowym 206. Pierwiastek ten jest izotopem zwykłego ołowiu.

Sam rad jest produktem promieniotwórczego rozpadu uranu.

Promieniotwórczość jest objawem spontanicznego rozpadu pierwiastków promieniotwórczych, na który czynniki zewnętrzne nie wywierają żadnego wpływu. W ostatnich latach Rutherford dokonał epokowego odkrycia, okazując, że niektóre pierwiastki zwykłe, niepromieniotwórcze, mogą ulec również rozpadowi, jeżeli są poddane działaniu cząstek α. Cząstki te, obdarzone znaczną stosunkowo masą i wielkiemi prędkościami, posiadają energję kinetyczną, która wystarcza do rozbicia atomów azotu, boru, fluoru, sodu, glinu i fosforu. Udało się stwierdzić, że

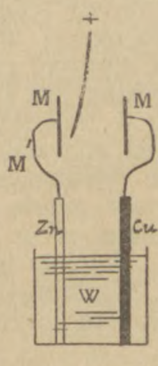
jednym z produktów takiej sztucznej desintegracji atomów jest dodatnio naelektryzowany *atom wodoru*. Należy stąd wyprowadzić wniosek, że atom ten, zwany *protonem*, jest podobnie jak elektron, elementem, wchodzącym w skład innych atomów.

Według najnowszych poglądów proton jest atomem elektryczności dodatniej.

ROZDZIAŁ III.

Prąd elektryczny i siły elektromotoryczne.

269. Odkrycie Volty. Aż do końca XVIII stulecia znane było jedno tylko działanie elektromotoryczne, t. j. działanie, rozdzielające elektryczność przeciwnych znaków w ciałach pierwotnie nieelektrycznych, mianowicie pocieranie o siebie ciał niejednakowego rodzaju. Ponieważ zjawisko to wywoływano wyłącznie niemal w izolatorach, jak szkło, żywica i t. p., przeto nie umiano zużytkować tego działania do wytworzenia ciągłego ruchu elektryczności, a więc prądu elektrycznego. Wielką przeto wagę miało odkrycie dokonane przez *Aleksandra Voltę* (1799 r.), który znalazł podobne działania elektromotoryczne w przewodnikach i zbudował przyrząd nieustannie elektromotorycznie czynny, zdolny podtrzymywać trwały prąd elektryczny, w zamkniętym w sobie, z przewodników złożonym obwodzie. W badaniach swych Volta opierał się na pewnych spostrzeżeniach dokonanych wcześniej przez *Galvaniego*. Przyrząd ten nazwano też *ogniwem galwanicznem*.



Ryc. 260.

Są różnej budowy ogniwa. Weźmy najprostsze. W szklance napełnionej zwyczajną wodą studzienną *W* (ryc. 260) albo wodą zmieszaną z kwasem jakim lub solą zanurzone są dwa kawałki metalu *niejednakowego rodzaju*, dowolnej formy, np. blacha miedziana *Cu* i cynkowa *Zn*, niedotykające się siebie. Zapomocą dwu drutów z jakiegokolwiek metalu *M'* łączymy te blachy z elektrodami *M* i *M* elektrometru jednolistkowego albo kwadrantowego i sprawdzamy co następuje.

1) Pomiędzy metalami *Cu* i *Zn* istnieje słabe, ale nieustanne napięcie, pomimo, że złączone są dobrze przewodzącym płynem; na blasze miedzianej potencjał elektryczny jest stale wyższy, aniżeli na cynkowej, mniej więcej o 0·8 woltów. Blacha miedziana, jak powiadamy, jest dodatnia względem cynkowej, stanowi dodatni *biegun* ogniwa; cynk jest jego biegunem ujemnym.

2) Napięcie to nie zależy wcale od bezwzględnej wysokości potencjałów obu blach. Gdybyśmy ogniwo całe i elektrometr odizolowali od ziemi i naelektryzowali blachę cynkową do potencjału np. 1000 woltów, okazałoby się, że miedziana mieć będzie potencjał 1000·8.

3) Napięcie między biegunami ogniwa danego typu, t. j. złożonego z pewnych określonych materjałów, nie zależy zupełnie ani od postaci ani od wielkości przewodników. Ogniwo takie np. jak na ryc. 260, okaże zawsze napięcie 0.8 woltów, czy mieć będzie wielkość naparstka, czy beczki.

4) Napięcie odmierzone na elektrometrze nie zależy od rodzaju ani od grubości t. zw. drutów biegunowych *M'*, któremi połączyliśmy ogniwo z elektrometrem.

270. Siła elektromotoryczna. Nie wchodząc wcale w istotę opisanego objawu, musimy jednak przyznać, że we wnętrzu ogniwa czynnem jest jakieś działanie, pędzące dodatnią elektryczność ku miedzianej albo ujemną ku cynkowej płycie albo jedno i drugie razem. Działanie to nazywamy *siłą elektromotoryczną* ogniwa. W chwili gdy obie płyty, zupełnie nieelektryczne, zanurzamy w wodzie, dodatnia elektryczność poczyna się nagromadzać na pierwszej, ujemna na drugiej, napięcie między niemi wzrasta — dzieje się to w czasie niezmiernie krótkim. W miarę wzrostu tego napięcia powiększa się zarazem dążność obu nabojów do rozbrojenia się wstecz i zobojętnienia się przez wodę. Równowaga ustali się wtedy, gdy napięcie to zrównoważy działanie siły elektromotorycznej. Siła elektromotoryczna mierzy się zatem napięciem wytworzonem na biegunach ogniwa *otwartego*, t. zn. ogniwa, którego bieguny nie są, *zewnątrz cieczy*, żadnym przewodnikiem z sobą połączone. Siła elektromotoryczna jest to zatem wielkość równorzędna z różnicą potencjałów, równoważy się różnicą potencjałów i mierzy temi samemi miarami, co potencjały albo napięcia, a więc na *wolty*. Siła elektromotoryczna ogniwa wyobrażonego na ryc. 260 wynosi przeto 0·8 woltów i działa w kierunku *od bieguna cynkowego, przez ogniwo, ku miedzianemu*.

Ogólnie tedy, jeżeli s_1 i s_2 oznaczają wartości potencjału na dodatnim i ujemnym biegunie ogniwa otwartego, S jego siłę elektromotoryczną, będzie

$$S = s_1 - s_2.$$

271. Teorja ogniw. W każdym jednolitym przewodniku, w stanie równowagi elektrycznej, potencjał musi mieć nawskroś tę samą wartość (ust. 248). Jeżeli tedy na blasze miedzianej ogniwa potencjał ma wartość różną od potencjału blachy cynkowej, to nie może być inaczej, tylko że na powierzchniach zetknięcia się miedzi i cynku z wodą potencjał zmienia nagłym skokiem swą wartość. *Na przewodnikach różnego rodzaju, doty-*

kających się siebie, potencjały mają zatem w stanie równowagi wartości różne. Wnosimy stąd dalej, że na każdej takiej powierzchni zetknięcia się dwu ciał różnego rodzaju czynną być musi siła elektromotoryczna, która tę różnicę potencjałów utrzymuje. Siła elektromotoryczna całego ogniwa jest to poprostu suma tych wszystkich sił elektromotorycznych składowych. Jest zwyczaj oznaczać symbolem takim jak np. Zn/W siłę elektromotoryczną, która usiłuje pędzić dodatnią elektryczność w stronę od cynku do wody. Będzie więc $W/Zn = -Zn/W$.

Na podstawie tego znakowania różnica potencjałów $s_1 - s_2 = S$ na elektrodach M i M elektrometru, połączonych z biegunami ogniwa, a więc to, co nazwaliśmy całkowitą siłą elektromotoryczną ogniwa, wyraża się jak następuje:

$$S = M/Zn + Zn/W + W/Cu + Cu/M,$$

M oznacza tu metal, z którego sporządzone są elektrody elektrometru, a zarazem, przypuśćmy, druty biegunowe.

272. **Przewodniki metaliczne i elektrolityczne.** Wyjmijmy obie blachy Cu i Zn z wody, nie przerywając połączenia ich z elektrometrem i zetknijmy je z sobą bezpośrednio, z wykluczeniem wody. Skazówka elektrometru spadnie odrazu do zera. To wskazuje, że w łańcuchu M, Zn, Cu, M, złożonym z samych metali, zakończonym z obu stron tym samym metalem M albo niema żadnych sił elektromotorycznych albo, jeżeli są, to znoszą się wzajemnie. Istotnie, inaczejby być nie mogło, jeżeli wszystkie te metale mają jednakową temperaturę. W przeciwnym razie, zetknąwszy z sobą końce M i M tego łańcucha, otrzymalibyśmy obwód zamknięty, w którym ta siła elektromotoryczna wypadkowa podtrzymywałaby nieustanny prąd elektryczny, krążący wkoło. Prądem tym możnaby świecić lampy elektryczne, poruszać motory i t. p. bez kosztu, bez wyczerpania i zużycia się materjałów. *Przewodniki metaliczne, przewodząc prąd elektryczny, nie zmieniają się przecież wcale.* Musi zatem koniecznie być

$$M/Zn + Zn/Cu + Cu/M = 0.$$

Do grupy przewodników metalicznych zalicza się, oprócz metali właściwych, także węgiel twardy, prasowany, jakiego używa się do lamp i ogniw galwanicznych i parę jeszcze innych ciał.

Ogniwo galwaniczne nie może zatem składać się z samych przewodników metalicznych.

Wnioskowanie powyższe nie stosuje się jednak do przewodników takich, jak woda studzienna, roztwory wodne soli różnych i kwasów i t. p. Przewodząc prąd, one zmieniają się, wyczerpują, ulegają, jak okażemy później, rozkładowi chemicznemu. Volta nazywał je przewodnikami 2-iej klasy, dziś zowiemy je powszechnie *elektrolitami*. *W skład ogniwa galwanicz-*

nego wchodzić zatem musi przynajmniej jeden elektrolit; może ich być zresztą więcej.

Zważywszy tedy, że

$M|Zn + Zn|Cu + Cu|M = o$ czyli $M|Zn + Cu|M = -Zn|Cu = Cu|Zn$,

wyrazimy siłę elektromotoryczną powyższego ogniwa wzorem:

$$S = Cu|Zn + Zn|W + W|Cu,$$

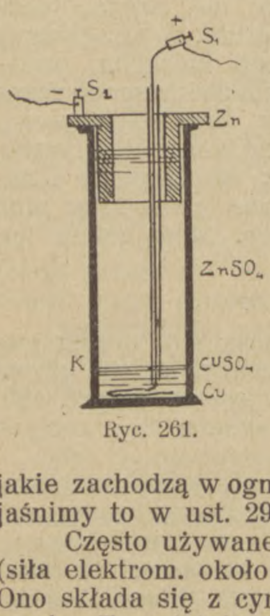
który stwierdza, że istotnie rodzaj metalu M, którego użyto na druty biegunowe, nie ma żadnego wpływu.

Poszczególnych sił elektromotorycznych, z których składa się całkowita siła elektromotoryczna S ogniwa, nie znamy oddzielnie. Pomiar elektrometrem daje nam zawsze tylko ich sumę. Są jednak powody do mniemania, że zetknięcia przewodników metalicznych, jak $Cu|Zn$, przyczyniają się bardzo mało do tej sumy. Głównie czynnemi zdają się być zetknięcia metali z elektrolitami, jak $Zn|W$, gdzie też i działanie chemiczne jest najżywsze.

273. Różne typy ogniw. Przed kilkudziesięciu laty, gdy ogniwa były jedynem wydatnem źródłem prądów, silono się na różne kombinacje, celem uzyskania możliwie wysokich, a stałych sił elektromotorycznych. Obecnie używa się ogniw w praktyce niemal tylko do telegrafów, telefonów i dzwonków elektrycznych.

Ograniczymy się tedy do wzmianki o *ogniwie Daniella* (siła elektrom. = 1,08 woltów), którego wzór jest następujący:

$+ Cu|CuSO_4$ roztw. stęż. $|ZnSO_4$ roztwór rozcień. $|Zn -$

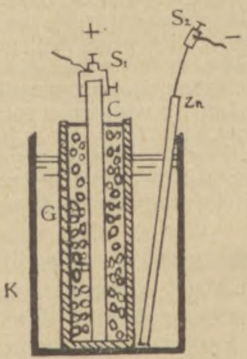


Ryc. 261.

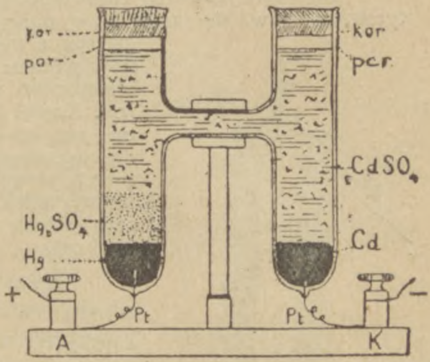
Wykonanie może być rozmaite, jak np. na ryc. 261. W szklanym słoju K zawieszony jest u góry walec cynkowy Zn, opatrzony spinką biegunową s_2 służącą do przypinania drutów. Cynk ten zanurza się w wodnym roztworze siarczanu cynkowego $ZnSO_4$. U spodu słoja znajduje się (gatunkowo cięższy) roztwór stężony siarczanu miedziowego $CuSO_4$, z nadmiarem kryształów tej soli i drut albo blacha miedziana Cu, od której prowadzi (przez szklaną rurkę) drut miedziany do spinki dodatniej s_1. Jest to, jak widać, ogniwo o dwóch elektrolitach. Wybór tych, a nie innych, ma na celu zapewnienie niezmienności siły elektromotorycznej, pomimo zmian chemicznych, jakie zachodzą w ogniwie wtedy, gdy ono dostarcza prądu; wyjaśnimy to w ust. 296.

Często używane (np. do dzwonków) ogniwo Leclanchégo (siła elektrom. około 1,35 woltów) okazuje w przecięciu rys. 262. Ono składa się z cynkowego pręta Zn i z płyty C z twardego węgla. Ta ostatnia umieszczona jest w glinianem (niepolewa-

nem, porowatem) naczyniu *G*, ubita kawałkami węgla, zmieszanego ze szproszkowanym, trudno rozpuszczalnym dwutlenkiem manganu (kamieniem brunatnym). Elektrolitem jest roztwór salmjaku, którym wszystko jest zalane; dokoła węgla działa, jako drugi elektrolit, dwutlenek manganu, który przynajmniej w śladach w wodzie się rozpuszcza.



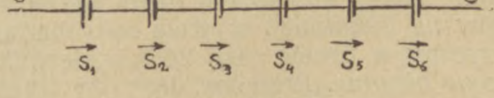
Ryc. 262.



Ryc. 263.

Ogniwa galwaniczne dają znakomite *wzorce napięcia*, według których cechuje się elektrometry i t. p. Bardzo stałe i od temperatury prawie niezależne napięcie na biegunach okazuje *ogniwo Westona* (siła elektrom. = 1,019 woltów). Dodatnim metalem jest rtęć, ujemnym kadm, zwyczajnie zarobiony rtęcią na amalgam. Elektrolitem — roztwór stężony siarczanu kadmowego, a nadto, na powierzchni rtęci, siarczan rtęciawy Hg_2SO_4, proszek trudno rozpuszczalny, zarobiony z siarczanem kadmowym na ciastowatą masę. Ryc. 263 okazuje zwyczajną postać tego ogniwa *normalnego;* druty biegunowe są z platyny, wlutowane w ściany szklane naczynia, prowadzą do spinek *A* i *K*. Parafina i korki zapobiegają wysychaniu płynów.

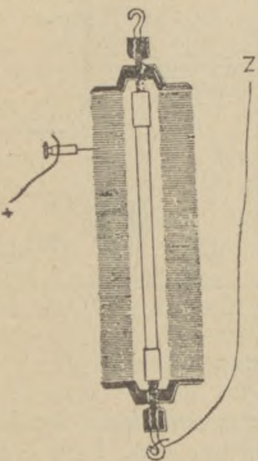
274. Baterje galwaniczne. Ogniwa dają siły elektromotoryczne słabe, najwyżej około 2 woltów. Przez spięcie większej ich liczby można jednak uzyskać napięcie dowolnie wysokie. Połączmy w tym celu spinkę ujemną ogniwa o sile e. m. S_2, drutem nie dotykającym ziemi, ze spinką dodatnią drugiego, którego siła e. m. jest S_1. Obie siły elektromotoryczne działać będą wtedy w tym samym kierunku, na spinkach wolnych znajdziemy przeto napięcie $S_1 + S_2$. Połącze-



Ryc. 264.

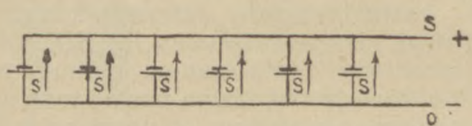
nie tego rodzaju dwu lub większej liczby ogniw nazywa się baterją galwaniczną *spiętą rzędowo.* Jej siła e. m. wypadkowa *równa się sumie sił elektromotorycznych składających ją ogniw.* Spięcie rzędowe objaśnia ryc. 264, na której oznaczono schematycznie kreskami mniejszemi dodatnie, większemi ujemne płyty ogniw.

Do elektryzowania elektrometrów i do innych zastosowań elektrostatycznych używa się często t. zw. *baterji suchej* Zamboniego (ryc. 265). Składa się ona z wielu setek ogniw sporządzonych z krążków papieru *(p)* srebrzonego i złoconego, t. j. powleczonego farbą zawierającą cynk *(c)* lub miedź *(m).* Krążki te składa się w wysoki stos w porządku *cp—pm, cp—pm,....;* odpowiada to widocznie spięciu rzędowemu. Ślady wilgoci, zawarte zawsze w papierze, zastępują elektrolit. Prądów znaczniejszych baterja taka dać nie może; na biegunach jej panuje jednak znaczne napięcie statyczne (kilkuset woltów).



Ryc. 265.

Jest inny jeszcze sposób spinania ogniw w baterje, zwany *równoległym.* Łączymy wtedy wszystkie spinki ujemne pewnej liczby ogniw, jednakowego typu, każde o sile elektromotorycznej *S*, w jeden wspólny biegun ujemny; wszystkie dodatnie w jeden dodatni (ryc. 266). Wszystkie spinki ujemne będą wtedy na jednym potencjale, powiedzmy zero. Każda dodatnia mieć będzie potencjał *S* i zachowa tę samą wartość, gdy ją połączymy z innemi. Baterja spięta równolegle daje tedy taką samą siłę elektromotoryczną, jak każde ogniwo pojedyncze. Spięcie takie jest jednak w pewnych razach korzystnem, gdy baterja ma służyć do wytwarzania prądu (ust. 280).

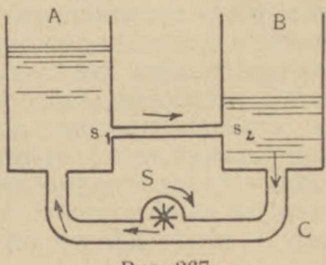


Ryc. 266.

275. Obwód galwaniczny. Połączmy oba bieguny ogniwa albo baterji kawałkiem drutu metalowego. Nierówność potencjałów na biegunach wywoła natychmiast rozbrojenie, prąd elektryczny w drucie (ust. 248), w kierunku *od dodatniego do ujemnego bieguna.* Prąd ten dąży do wyrównania różnicy potencjałów na obu krańcach drutu, t. j. na spinkach biegunowych ogniwa i rzeczywiście zniży ją więcej lub mniej. Do zupełnej równowagi nie dojdzie jednak nigdy, gdyż siła elektromotoryczna ogniwa jest wciąż czynną i przepędza nieustannie prąd przez cały zamknięty w sobie obwód, obejmujący drut i ogniwo,

mianowicie: przez drut od dodatniego do ujemnego i *przez ogniwo od ujemnego do dodatniego bieguna.*

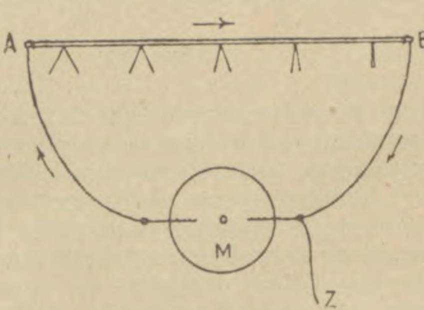
Jeżeli ta siła elektromotoryczna jest istotnie stałą, wówczas, w czasie niezmiernie krótkim, ustali się w całym obwodzie *prąd stały*. Jego natężenie będzie *we wszystkich przekrojach przewodu jednakie*, gdyż w przeciwnym razie nagromadzałaby się nieustannie elektryczność w tej części obwodu, do którejby dopływał prąd obfitszy, aniżeli z niej odpływa. Galwanometr włączony w obwód, *gdziekolwiek*, wskaże tedy wszędzie tę samą liczbę amperów.



Ryc. 267.

Krążenie elektryczności w takim zamkniętym obwodzie objaśnia dobrze następujący przykład, wzięty z hydrokinetyki (ryc. 267). Dwa zbiorniki *A* i *B*, napełnione wodą, połączone są spodem rurą *C*, w której wnętrzu działa koło wodne albo turbinka *S*, obracana siłą zewnętrzną. Działanie tej turbiny, które dla analogji nazwać możemy hydromotorycznem, wpędza wodę ze zbiornika *B* do zbiornika *A*, dopóki zwyżka ciśnienia w *A* nie uczyni mu równowagi. Skoro zamkniemy wtedy obwód, zakładając jeszcze rurkę s_1 s_2 łączącą zbiorniki, wtedy różnica poziomów *A* i *B* zmniejszy się cokolwiek, ale zawsze zostanie jej tyle, że w rurce tej utworzy się słaby przepływ cieczy. Widać także, że im większy opór stawiać będzie prądowi ta rurka, tem mniej opadnie poziom w *A*, ale też tem słabszy krążyć będzie prąd w całym obwodzie.

276. Prawo Ohma. Od czasów Volty było wiadomem, że natężenie prądu w drucie, którym połączono bieguny ogniwa, zależy od własności tego drutu. W cienkim a długim otrzymuje się prąd słabszy, aniżeli w krótkim a grubym; w żelaznym słabszy, niż w miedzianym. Kierując się analogją z prądem cieczy w rurze (ust. poprz.), wyrażano się, że pierwszy stawia sile elektromotorycznej większy *opór*, aniżeli drugi.

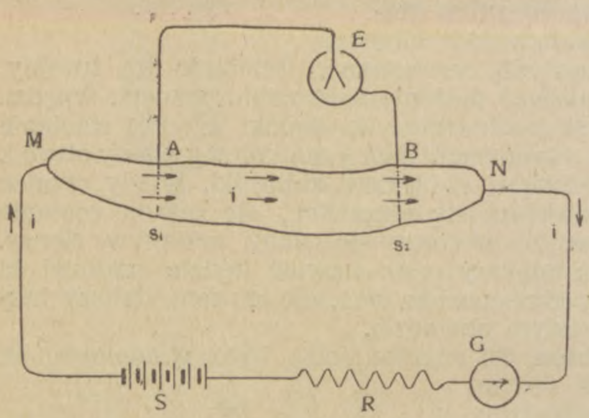


Ryc. 268.

Ścisłe określenie tego nader zasadniczego pojęcia „oporu elektrycznego" zawdzięcza się *Ohmowi* (r. 1827). Ono opiera się na następujących doświadczeniach. Podobnie jak ciśnienie

w rurce s_1 s_2 (ryc. 267), przez którą przepływa strumień cieczy, tak i potencjał w przewodniku przewodzącym stały prąd elektryczny opada od jednego końca do drugiego; ta nierówność potencjału jest właśnie przyczyną ruchu elektryczności. Można ten spadek potencjału wzdłuż prądu okazać nawet bardzo grubemi środkami, jeżeli się zastosuje źródło prądu o wysokiem napięciu, np. machinę elektryczną *M* (ryc. 268). Bieguny machiny połączono drutami z końcami słabego przewodnika, najlepiej pręta drewnianego, wzdłuż którego rozwieszono szereg prostych elektroskopów, sporządzonych ze skrawków papieru. Malejące wzdłuż prądu rozchylenie listków okazuje wyraźnie spadek potencjału, który jest tego prądu przyczyną.

Zupełnie podobny spadek potencjału można wykazać na drucie metalowym, łączącym bieguny ogniwa. Będzie on tu jednak nieporównanie mniejszy; obfitszy bowiem w metalu przepływ elektryczności wyrównywa skuteczniej różnice potencjału — nigdy ich wszakże nie znosi całkowicie, gdyż wtedy prąduby nie było. Należy przeto do doświadczeń takich używać elektrometru bardzo czułego, np. kwadrantowego *).



Ryc. 269.

Niechaj tedy *MN* (ryc. 269) wyobraża przewodnik jakiejkolwiek postaci, włączony w obwód baterji galwanicznej *S*. Przyłączmy do dwu punktów *A* i *B* tego przewodnika elektrody stosownego czułego elektrometru *E*, a w obwodzie samym pomieśćmy gdziekolwiek galwanometr *G*, wskazujący natężenie *i* płynącego przez przewodnik *MN* prądu.

Odmierzmy na elektrometrze *E* różnicę potencjałów $s_1 - s_2$, t. j. napięcie pędzące prąd przez kawałek *AB* przewodnika i porównajmy to napięcie z natężeniem *i* płynącego przez *AB* prądu. Odkrycie Ohma polegało na sprawdzeniu tego faktu zasadniczego, że *natężenie prądu elektrycznego w jakimkolwiek przewodniku metalicznym albo elektrolitycznym jest wprost proporcjonalne do różnicy potencjałów na jego końcach*, t. j. w tych

*) Na ryc. 269 oznaczono zwykły dwulistkowy tylko dlatego, żeby zasadę działania jaśniej uwydatnić.

przekrojach, gdzie prąd wchodzi i wychodzi z przewodnika; albo krócej: „prąd jest wprost proporcjonalny do napięcia przyłożonego do przewodnika“.

Istotnie, jeżeli np. powiększymy napięcie $s_1 - s_2$, przez dołączenie pewnej liczby ogniw do baterji *S*, natężenie prądu, wskazane przez ampermetr, wzrośnie w tym samym stosunku. Jeżeli osłabimy prąd, przez włączenie w obwód dodatkowego kawałka drutu *R*, napięcie opadnie w tym samym stosunku.

Z tego wynika, *że stosunek różnicy potencjałów na końcach przewodnika do natężenia płynącego przezeń prądu jest wielkością stałą*, zależną tylko od własności samego przewodnika. Stosunek ten nazywa się *oporem elektrycznym* przewodnika i oznacza się literą *r*. Im większy opór mieć będzie przewodnik, tem słabszy powstanie w nim prąd pod wpływem danego napięcia. Prawo Ohma można zatem wyrazić jednym z trzech wzorów:

$$\frac{s_1 - s_2}{i} = r; \quad i = \frac{s_1 - s_2}{r}; \quad s_1 - s_2 = ir.$$

Pierwszy zawiera w sobie określenie oporu; drugi pozwala obliczyć naprzód natężenie prądu w przewodniku znanego oporu *r*, pod wpływem danego napięcia; trzeci daje spadek potencjału na przewodniku o oporze *r*, w którym płynie prąd *i*.

277. Określenie „ohma“. Jakikolwiek byłby kształt i rodzaj przewodnika, opór jego znajdziemy natychmiast, w myśl pierwszego z powyższych wzorów, przez zastosowanie elektrometru (albo woltmetru, por. ust. 284) spółcześnie z ampermetrem, wzorem ryc. 269. Jeżeli napięcie $s_1 - s_2$ wyrażone będzie w *woltach*, prąd *i* w *amperach*, wówczas opór *r* otrzymamy w mierze, którą na cześć Jerzego Ohma nazwano *ohmem*. ***Jednostką oporu elektrycznego jest zatem ohm, równy oporowi takiego przewodnika, w którym napięcie 1 wolta daje prąd 1 ampera.***

Opór 1 ohma przedstawia np. drut miedziany o przekroju 1 mm^2, jeżeli długość jego będzie około 59 metrów. Żelaznego tejże grubości wyszłoby na 1 ohma tylko 8 *m* 20 *cm*. Do sporządzenia *wzorca* oporu nadaje się jednak tylko rtęć, jako przewodnik ciekły i dlatego właśnie zawsze jednaki i jednolity. Stosuje się oczywiście rurki szklane odmierzonej długości i przekroju, napełnione rtęcią. *Opór jednego ohma równa się oporowi słupka rtęci, mającej temperaturę 0^0, przekrój 1 mm^2, a długość* 106,30 *cm*.

Do potocznego użytku służą opory sporządzone z aljażu zwanego manganinem (stop miedzi, manganu i niklu), który ma tę zaletę, że opór jego nie zależy prawie wcale od temperatury. Drut manganinowy o przekroju 1 mm^2 i długości 2 *m* 34 *cm* ma okrągło opór 1 ohma.

278. Opory drutów. Przewodnictwo elektryczne. Na dłu-

gim a cienkim drucie, o przekroju jednostajnym, potencjał opada *równomiernie* od końca do końca, gdy przezeń płynie stały prąd elektryczny. Każda jednostka długości drutu przewodzi przecież ten sam prąd, na każdą przeto działać musi to samo napięcie. Stąd wynika natychmiast, że *opory różnych kawałków tego samego drutu mają się jak ich długości.* Istotnie bowiem, połowa długości danego drutu przewodzi ten sam prąd, jak cały, lecz pod napięciem o połowę mniejszem: posiada zatem połowę oporu całości.

Wielkość poprzecznego przekroju ma natomiast wpływ odwrotny: *opory drutów jednakowej długości, z tego samego materjału, mają się odwrotnie, jak ich przekroje poprzeczne.* Wynika to z tej uwagi, że dwa druty jednakowe, położone równolegle obok siebie, przewodzą, razem wziąwszy, pod tem samem napięciem, dwa razy więcej prądu, aniżeli każdy zosobna.

Nadto, i przedewszystkiem, opór drutu zależeć będzie od tego, z jakiego materjału jest sporządzony, jaką jest temu materjałowi właściwa zdolność przewodzenia elektryczności. Przypuszczam, że drut o długości l *cm* o przekroju a cm^2 posiada opór r ohmów. Możemy napisać:

$$r = \varrho \frac{l}{a},$$

w czem ϱ oznacza czynnik proporcjonalności. Znaczenie tego czynnika jest następujące: wartość liczbowa spółczynnika ϱ równa się wartości liczbowej oporu drutu, a raczej słupka, o długości 1 *cm*, o przekroju 1 cm^2. Spółczynnik ϱ nazywa się *oporem właściwym*, zaś jego odwrotność $\frac{1}{\varrho} = c$ — *przewodnictwem właściwem* danego materjału. Jednostką oporu właściwego w układzie praktycznym jest $ohm \times cm$, zaś jednostką przewodnictwa jest $ohm^{-1}\ cm^{-1}$.

Obliczmy np. przewodnictwo rtęci w temperaturze 0°. Wiadomo, że w tym materjale $r = 1$ *ohm*, gdy $a = 0{,}01$ cm^2, $l = 106{,}3$ *cm*, zatem $c = \frac{l}{ar} = \frac{106{,}3}{0{,}01} = 10630\ ohm^{-1}\ cm^{-1}$.

W następującej tablicy podane są wartości przewodnictwa niektórych przewodników, wyrażone w tych samych jednostkach. Są tam i elektrolity. Przewodnictwo najlepszych nawet między niemi (np. roztwór 30% kwasu siarkowego) jest bardzo małe, w porównaniu z metalami. *Woda* doskonale czysta przewodzi tak słabo, że można ją niemal do izolatorów zaliczyć. Wśród metali przewodzą najlepiej *srebro* i *miedź; żelazo* 7 razy gorzej. Małe nawet zanieczyszczenia mogą tu mieć wpływ znaczny, stąd wielka ważność używania bardzo czystej miedzi na przewody elektryczne. Ogrzanie pogarsza przewodnictwo metali, polepsza je w elektrolitach i węglu. Szczególną właściwość okazuje *selen;* pod wpływem światła przewodnictwo jego, zawsze zresztą słabe, powiększa się ogromnie (zastosowanie do przenoszenia rycin w drodze telegraficznej).

Srebro 18°	$c = 620000$	Kwas siarcz. 30%	$c = 0{,}740$
Miedź 18°	588000	Roztw. nas. soli kuch.	0,214
Miedź 0°	630000	„ „ salmjaku	0,403
Żelazo 18°	82300	„ „ $Cu\,SO_4$	0,042
Rtęć 0°	10630	„ „ $Zn\,SO_4$	0,044
Manganin	23400	Woda 18°	385.10^{-10}

279. Prąd w obwodzie ogniwa. Bieguny ogniwa o sile elektromotorycznej S woltów łączymy drutem o oporze r ohmów. Jak silny otrzymamy prąd? Odpowiemy na to pytanie na podstawie prawa Ohma. Naprzód należy zważyć, że prąd płynący przez drut (opór *zewnętrzny*) przechodzi następnie przez samo ogniwo, od ujemnego do dodatniego bieguna. Tu napotyka on również opór, opór wszystkich przewodników, z których ogniwo się składa. Nazwiemy ten opór *wewnętrznym;* oznaczymy go przez R. Wzdłuż prądu potencjał spada zawsze, zarówno w zewnętrznym, jak w wewnętrznym oporze. Idąc tedy wzdłuż prądu, od dodatniego bieguna poczynając i na nim kończąc, znajdziemy naprzód na drucie spadek potencjału o ir (ust. 276); następnie spadek iR w oporach samego ogniwa. Na całym tedy obwodzie: $ir + iR$. Doszedłszy jednak zpowrotem do bieguna dodatniego, powinniśmy trafić na tę samą wartość potencjału, od której zaczęliśmy obchód. W ogniwie samem nastąpić tedy musiał skok potencjału w górę, naogół o $i\,(r+R)$, który wyrównał spadek wynikający z oporu. Owóż istotnie, na powierzchniach zetknięcia, elektromotorycznie w ogniwie czynnych, zachodzą, jak wiemy, skoki potencjału, a łączna ich suma równa się właśnie sile elektromotorycznej całkowitej S ogniwa (ust. 271). Musi tedy być $i\,(r+R) = S$, czyli

$$i = \frac{S}{r+R}, \text{ wyraźniej: } i \text{ amperów} = \frac{S \text{ woltów}}{(r+R) \text{ ohmów}}.$$

Natężenie prądu w obwodzie zamkniętym równa się zatem czynnej w nim sile elektromotorycznej, podzielonej przez całkowity jego opór.

Przykład: Bieguny ogniwa Daniella ($S = 1{,}08$ woltów), mającego opór 20 ohmów, połączono 100 metrami drutu miedzianego o średnicy 0,2 *mm.* Znaleźć natężenie prądu. Obliczamy kolejno: $a = (0{,}01)^2\ 3{,}14 = 0{,}000314\ cm^2$. Dalej $r = \frac{10000}{588000 \,.\, 0{,}000314} = 54$ ohmów. Nakoniec: $i = \frac{1{,}08}{54+20} = 0{,}0146$ amperów ($= 14{,}6$ miliamperów).

280. Prąd w obwodzie baterji. W danym przewodniku, o oporze r ohmów, zamierzamy wytworzyć prąd elektryczny, zapomocą baterji złożonej z n ogniw, z których każde zosobna ma siłę elektromotoryczną S i opór wewnętrzny R.

Jeżeli sprzęgniemy te ogniwa rzędowo, uzyskamy wysoką wprawdzie siłę elektromotoryczną $n\,S$ (ust. 274), jednakże każde ogniwo wniesie do obwodu własny swój opór R. Natężenie prądu będzie wtedy, według wzoru w poprzedzającym ustępie:

$$i = \frac{nS}{nR+r}.$$

Gdybyśmy natomiast spięli te ogniwa równolegle, siła elektromotoryczna baterji byłaby tylko S; wzamian jednak opór wewnętrzny całej baterji byłby tylko n-tą częścią oporu jednego ogniwa. Baterję spiętą w ten sposób możnaby przecież zastąpić jednem ogniwem o n razy większych płytach. Prąd będzie teraz:

$$i = \frac{S}{\frac{R}{n}+r} = \frac{nS}{R+nr}.$$

Z obu tych wzorów dowiadujemy się, że spięcie rzędowe właściwem będzie wtedy, gdy opór zewnętrzny r jest stosunkowo duży w porównaniu z oporami R ogniw. Wtedy bowiem wyraz nR w mianowniku pierwszego wzoru można zaniedbać; zostaje wówczas w przybliżeniu $i = n.\frac{S}{r}$, t. j. n razy więcej, aniżeliby dało jedno ogniwo. Spięcie równoległe dałoby w tem założeniu $i = \frac{nS}{nr} = \frac{S}{r}$, t. j. tyle tylko, jak jedno ogniwo.

Jeżeli przeciwnie opór zewnętrzny r jest bardzo mały, wtedy znowu wskazanem będzie równoległe spięcie baterji. Pierwszy wzór dałby tylko $\frac{S}{r}$, drugi daje n razy więcej.

Mając zatem dobrać baterję do danego przewodnika, z zamiarem uzyskania możliwie silnego prądu, uczynimy wybór taki, *żeby opór wewnętrzny baterji był ile możności zbliżony do oporu zewnętrznego.*

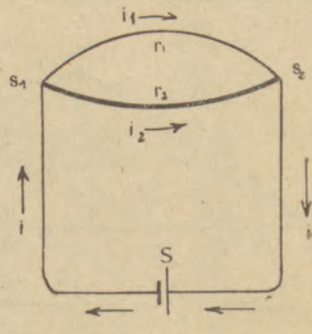
Do krótkich a grubych drutów przyprzężemy ogniwa duże, o małym oporze wewnętrznym, albo baterję spiętą równolegle. Do wielkich natomiast oporów (linje telegraficzne, tkanki ciała ludzkiego) można użyć ogniw nawet niewielkich, ale licznych i spiętych rzędowo.

Podobnież galwanometry, elektromagnesy i t. p. powinny być owijane drutem długim a cienkim, jeżeli mają być użyte przy źródłach prądu mających znaczny opór wewnętrzny. W tym przypadku bowiem wielki opór cewki wchodzi mniej w rachubę, a cienkość drutu umożliwi nawinięcie na cewce bardzo wiele obwodów. W przeciwnym razie wskazanym będzie nawój z drutu grubego i dobrze przewodzącego.

281. Rozgałęzienie prądu. Drut przewodzący prąd o natężeniu i rozwidla się w punktach s_1 i s_2 (ryc. 270) na dwie gałęzie o oporach przypuśćmy nierównych r_1 i r_2. Prąd nie pominie oczywiście żadnej z tych dwu dróg, przejdzie przez obie, gdyż na każdą działa na końcach to samo napięcie $s_1 - s_2$

(w czem s_1 i s_2 oznaczają wartości potencjału w obu węzłach). Według prawa Ohma natężenia prądu w tych gałęziach będą:

$$i_1 = \frac{s_1 - s_2}{r_1}, \; i_2 = \frac{s_1 - s_2}{r_2}.$$



Ryc. 270.

One mają się więc *odwrotnie jak opory obu dróg:* większa część prądu przejdzie mniejszym oporem, mniejsza większym.

Zachodzi jeszcze pytanie, jak wielki opór przedstawiają obie gałęzie razem wzięte. Widać naprzód, że on będzie mniejszy od oporu jednej gałęzi, gdyż przez dołączenie drugiej przyczyniliśmy metalu, ułatwiliśmy prądowi przejście. Ażeby łączny ten opór obliczyć, oznaczmy przez i natężenie prądu w obwodzie w pniu głównym, przed rozgałęzieniem albo poza niem. Będzie wówczas $i = i_1 + i_2$, gdyż tyle elektryczności dopływa do węzła np. s_1, ile jej stamtąd obu drogami odpływa. Otrzymujemy przeto, stosując poprzednie wzory

$$i = (s_1 - s_2)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right),$$

co oznaczymy krótko $\frac{s_1 - s_2}{r}$. Gdybyśmy tedy chcieli zastąpić obie gałęzie jednym drutem, któryby przyjął cały prąd i, należałoby dać mu opór r taki, iżby

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2},$$

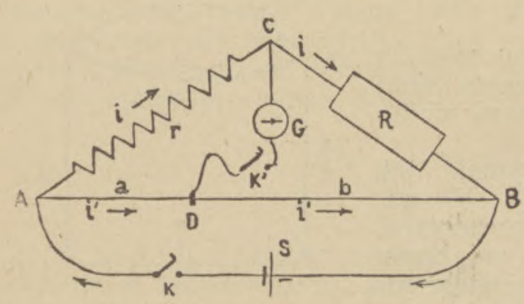
znaczy to, że *odwrotność oporu równoważnego rozgałęzieniu równa się sumie odwrotności oporów obu gałęzi.*

Mały opór r_2, położony równolegle do większego r_1, odwodzi tedy z niego większą część prądu. Na wzór znanego urządzenia stosowanego w korytach wód płynących nazywa się go *upustem.* Upust o znikomo małym oporze stanowi t. zw. *krótkie spięcie.* Ono wycofuje widocznie wszystek prawie prąd z przyrządu, przed którym jest założone.

Przykład: Przed galwanometrem mającym opór 10 ohmów założyć upust, któryby odwodził od niego $\frac{9}{10}$ prądu, zostawiając tylko $\frac{1}{10}$. Upust powinien mieć opór $\frac{10}{9}$ ohma. Opór całego rozgałęzienia będzie 1 ohm.

282. Mostek Wheatstone'a. Na rozgałęzieniu prądów polega najdokładniejszy sposób porównywania wielkości dwu

oporów (ryc. 271). Ono nazywa się mostkiem Wheatstone'a. Prąd ogniwa S przepuszczamy przez prosty nagi drut AB, napięty obok podziałki milimetrowej. Równolegle do tego drutu kładziemy gałąź boczną ACB, złożoną z oporu nieznanego r w AC i oporu R znanej wielkości w CB. Wzdłuż drutu AB daje się przesuwać metalowy ruchomy styk D, który łączymy z węzłem C, wstawiając w tę gałąź czuły galwanometr G. Przesuwając styk D wzdłuż drutu, przekonamy się, że jest jedno i tylko jedno jego położenie, przy którem prądu w galwanometrze nie będzie. Jeżeli a i b są długości AD i DB drutu, odpowiadające temu położeniu, wtedy zachodzi proporcja $r : R = a : b$. Stąd znajdziemy opór niewiadomy $r = R \cdot \frac{a}{b}$.

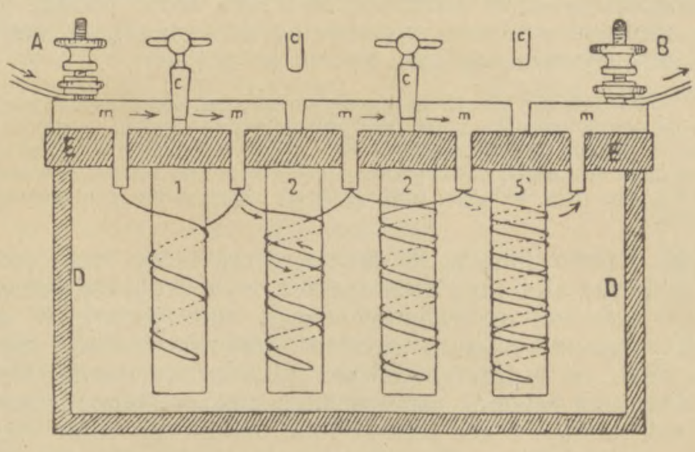


Ryc. 271.

Dowód jest następujący. Skoro w gałęzi zawierającej galwanometr niema prądu, przeto potencjały na obu jej końcach, C i D, muszą mieć tę samą wartość, dajmy na to s. Nadto prądy w AC i CB muszą być jednakowe, oznaczmy je przez i; podobnież w AD i DB, gdzie je oznaczymy przez i'. Oznaczmy jeszcze przez s_1 i s_2 potencjały w węzłach A i B, przez r' i R' opory obu części AD i DB drutu, proporcjonalne do ich długości a i b. Prawo Ohma daje wtedy $s_1 - s = ir = i'r'$; $s - s_2 = iR = i'R'$. Dzieląc pierwsze z tych równań przez drugie, znajdziemy natychmiast $r : R = r' : R'$, albo $r : R = a : b$.

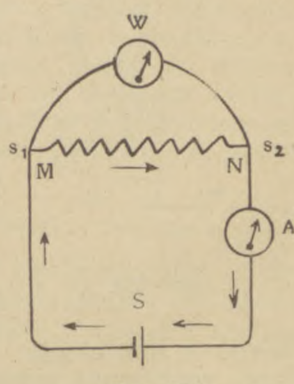
283. Opornica. Do takich pomiarów porównawczych używa się oporów R odmierzonej wartości, w postaci cewek owiniętych drutem manganinowym osnutym izolującą warstwą jedwabiu. Szkatułka, zawierająca zbiór takich oporów, dobranych podobnie jak garnitury ciężarków wagowych (1, 2, 2, 5, 10, 20, 20, 50 i t. d. ohmów), nazywa się *opornicą* (ryc. 272, w przekroju). Końce drutów przykręcone są śrubkami do mosiężnych klocków m, m,..... przytwierdzonych do izolującej (ebonitowej) nakrywy E szkatułki, w ten sposób, że w każdym klocku spotyka się koniec poprzedzającej cewki z początkiem następnej. Tym sposobem prąd, wprowadzony do spinki A pierwszego klocka, przebiega rzędem przez wszystkie opory aż do końcowej spinki B. Ażeby ten lub ów opór wyłączyć z obwodu, wystarczy zamknąć go krótkiem spięciem, wtykając gruby mosiężny czopek c w lukę

między klockami, pod którą opór ten się znajduje (na ryc. włączony jest opór 7 ohmów).



Ryc. 272.

284. **Woltmetr.** Elektrometr, właściwy przyrząd do mierzenia napięć elektrycznych, nie nadaje się z powodu zbyt subtelnej budowy i niezbędnej dobrej izolacji do użytku praktycznego, w elektrowniach, fabrykach i t. p. Jeżeli chodzi o napięcia na przewodnikach przewodzących prądy, zastępuje się go z korzyścią t. zw. *woltmetrem*. Jest to przyrząd zbudowany na podobieństwo galwanometru albo ampermetru; do nawoju cewki używa się jednak drutu cienkiego i długiego; o znacznym oporze, np. 1000 ohmów albo więcej. Przypuszczam, że chodzi o zmierzenie napięcia, t. j. różnicy potencjałów $s_1 - s_2$, na końcach jakiegokolwiek przewodnika *MN* (ryc. 273), w którym źródło *S* utrzymuje stały prąd elektryczny, mierzony jednocześnie ampermetrem *A*. Do punktów *M* i *N* przyłączamy dwoma drutami elektrody woltmetru *W*. Jeżeli opór tego przyrządu jest istotnie wielki w porównaniu z oporem gałęzi głównej *MN*, wtedy odbierze on z *MN* tak drobną cząstkę prądu, że zmianę, jaka zaszła w *MN*, wskutek przyłożenia gałęzi bocznej *MWN*, można będzie zupełnie zaniedbać; wtedy i potencjały s_1 i s_2 będą takie, jakiemi były przedtem. Prąd odgałęziony, jakkolwiek słaby, odchyli jednak skazówkę woltmetru znacznie,

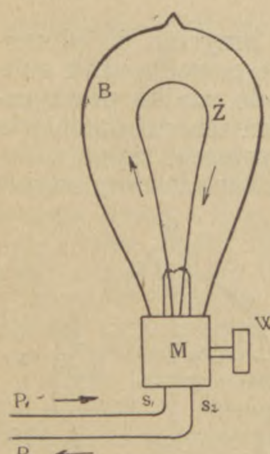


Ryc. 273.

dzięki wielkiej na nim liczbie obwodów. Prąd ten (a w pewnych granicach i odchylenie skazówki) będzie właśnie proporcjonalny do napięcia $s_1 - s_2$ w punktach M i N, o które chodzi. Można zatem opatrzyć woltmetr w podziałkę tak zakreśloną, żeby skazówka wskazywała napięcie wprost w woltach.

Dokładniejszy sposób mierzenia napięć i sił elektromotorycznych polega na porównaniu ich z siłą elektromotoryczną ogniwa normalnego Westona — metodą zrównoważenia czyli t. zw. *kompensacji*, której zasadą jest ta, że dwie siły elektromotoryczne, działające w tym samym obwodzie, znoszą się, nie dają żadnego prądu, gdy są równe sobie, a przeciwnie skierowane.

285. Prawo Joule'a. W drucie, przez który rozbrojono butelkę lejdejską albo inny kondensator, wywiązuje się, jak wiemy, ciepło — kosztem rozbrojonej energji elektrycznej. W drucie, którym połączono bieguny ogniwa, dzieje się trwale i nieustannie to samo, co w tamtym trwało tylko krótką chwilę; wszakże prąd stały jest również rozbrojeniem elektrycznem. Istotnie też prąd taki, płynąc przez przewodnik metaliczny albo elektrolityczny, wywiązuje w nim nieustannie ciepło. Silnym prądem można z łatwością rozżarzyć, stopić nawet, grube druty. Żarzenie się białym żarem włókienek węglowych albo drucików z trudno topliwych metali (wolfram, osm) stanowi pospolite dziś źródło światła. W lampkach elektrycznych zwanych *żarówkami* (ryc. 274) drucik $Ż$ zamknięty jest w bańce szklanej B doskonale wypróżnionej — w tym celu, żeby uchylić odpływ ciepła przez powietrze i uzyskać wyższą temperaturę i silniejszy blask drucika; M jest obsada metalowa bańki, W wyłączka służąca do zamykania i przerywania prądu, który wprowadzają do drucika miedziane, izolowane przewody P_1 i P_2.

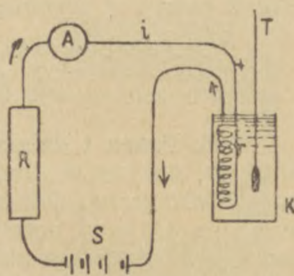


Ryc. 274.

Rozgrzanie przewodnika jest objawem chwiejnym, zależy od tego, czy przewodnik jest lepiej lub gorzej zabezpieczony od utraty nazewnątrz wywiązanego w nim ciepła. Natomiast liczba gramstopni lub kaloryj ciepła wywiązana przez prąd podlega prostemu, a bardzo ścisłemu prawu, które odkrył *Joule* (1840 r.) zapomocą pomiarów kalorymetrycznych — nazywa się też pospolicie to ciepło wytwarzane w przewodnikach przez prądy elektryczne *cieplem Joule'a.* W kalorymetrze zwyczajnym K (ryc. 275) zanurzoną jest spiralna zwinięta z drutu o zmierzonym oporze r ohmów, zasilana prądem baterji S. Zapomocą opornicy R można prąd

ten zwiększać lub zmniejszać, a natężenie jego wskazuje ampermetr A.

Pomiary Joule'a wykazały, że ciepło wywiązane w oporze r, w danym czasie, zmienia się jak *kwadrat natężenia* prądu, a nie zależy wcale od tego, czy prąd przechodzi przez drut w jednym lub drugim kierunku. Jeżeli zaś prąd tego samego natężenia i przepuszczać będziemy przez przewodniki różnych oporów, to okaże się, że w dużym oporze wywiązuje się więcej ciepła, niż w małym i to *proporcjonalnie do wielkości oporu*, t. j. liczby ohmów r, bez względu na to, jaką ma postać i z jakiego materjału przewodnik jest sporządzony. (Tem się tłumaczy, że np. cienki drucik w żarówce rozgrzewa się do białości, podczas gdy w grubych miedzianych przewodach, które zasilają go prądem, wywiązuje się znikomo mała ilość ciepła.)



Ryc. 275.

Ile gramstopni ciepła wywiązuje prąd danego natężenia, np. 1 amper, w oporze, dajmy na to, 1 ohma, tego Joule nie mierzył, gdyż za jego czasów nie znano jeszcze tych jednostek elektrycznych. Możemy jednak wartość tego stałego spółczynnika łatwo obliczyć.

Ilekroć prąd stały o natężeniu i amperów przepływa przez przewodnik o oporze r ohmów, wtenczas na końcach tego przewodnika istnieje zawsze napięcie $s_1 - s_2 = ir$ woltów. Elektryczność spada tedy prądem z potencjału wyższego s_1 na niższy s_2. To odpowiada zużyciu równoważnika pracy, gdyż, jak wiemy, wciągnięcie tej elektryczności zpowrotem na potencjał wyższy wymagałoby zawsze nakładu pracy. Jeżeli prąd przepływa w ten sposób przez t sekund, rozbraja się ogółem it kulombów, przeto praca zużyta wynosi

$$L = (s_1 - s_2) \,.\, it \text{ joule'ów.}$$

Skoro wzamian za tę pracę zużytą występuje tylko ciepło w przewodniku, a jeden joule pracy jest równoważny 0,24 gramstopniom ciepła*), przeto ciepło wywiązane w czasie t sekund powinno wynosić

$$L = 0{,}24\ (s_1 - s_2) \,.\, it \text{ gramstopni.}$$

Doświadczenie potwierdza ten rachunek w zupełności.

---

*) Joule $= \frac{1}{9{\cdot}81}$ kilogrammetrów $= \frac{1000}{9{\cdot}81 \times 427}$ grst. $= 0{\cdot}24$ grst.

Wzór ostatni wyraża właśnie prawo Joule'a, gdy bowiem za $s_1 - s_2$ podstawimy wartość ir, wskazaną przez prawo Ohma, wypadnie:

$$L = 0{,}24\ i^2rt \text{ gramstopni.}$$

Widać tedy, że ***prąd 1 ampera, płynący przez opór 1 ohma, zużywa w 1 sekundzie energję równoważną 1 joule'owi pracy i wywiązuje ciepło w ilości 0,24 gramstopni.***

Przykład: Żarówka zasilana prądem 0,5 amper. świeci się przez godzinę pod napięciem 220 woltów. Ile ciepła wywiązuje? *Odp.*: 0,5 . 220 . 3600= =396000 joule'ów, czyli 95040 gramst. albo 95 kaloryj.

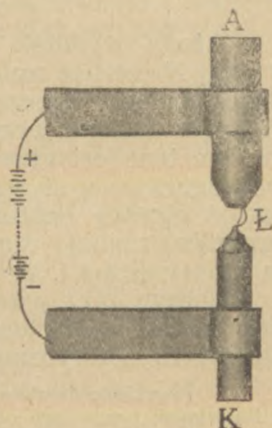
286. Praca i dzielność elektryczna. Praca $L = i\ (s_1 - s_2)\,.\,t$ joule'ów, zużyta w przewodniku w czasie t sekund, nazywa się *pracą elektryczną*. Dokładne jej wymierzenie jest sprawą ważną, gdyż ona stanowi przedmiot handlu, bywa sprzedawana odbiorcom przez centralne zakłady elektryczne (elektrownie), dostarczające prądu pod pewnem napięciem do mieszkań, warstatów i t. p. Praca ta nie zamienia się koniecznie zawsze na ciepło; można użyć jej także na inne cele; jeżeli włączymy w przewody stosowne przyrządy, np. motory elektryczne, wtedy zamienia się znowu na pracę mechaniczną. Zamiana jej na ciepło w samych przewodach jest nieunikniona, stanowi też poważną stratę, którą staramy się zmniejszyć przez zakładanie przewodów grubych, o małym oporze. Ponieważ jednak takie są kosztowne, przeto rzeczą techniki elektrycznej będzie obliczyć, jaką część kapitału zakładowego opłaci się użyć na sprawienie takich przewodów.

Stosownie do wzoru $L = i\ (s_1 - s_2)\,.\,t$, ilość pracy elektrycznej, dostarczonej odbiorcy przez elektrownię, oblicza się mnożąc całkowity prąd pobierany i amperów, wykazany przez ampermetr, przez liczbę woltów napięcia $s_1 - s_2$, wskazaną przez woltmetr, przystawiony do początku i końca sieci, w obrębie mieszkania, tudzież przez czas t sekund używania prądu. W praktyce stosuje się t. zw. *liczniki* elektryczne, które wskazują automatycznie sumę zużytej pracy.

Praca, zużywana na sekundę, nazywa się *dzielnością* elektryczną danej instalacji. Mierzy się na *watty*, podobnie jak dzielność mechaniczna; watt odpowiada pracy 1 joule'a w sekundzie. Częściej w praktyce używaną jednostką jest *kilowatt* = 1000 wattów. Odpowiednio do tej jednostki dzielności sprzedaje się też pracę elektryczną na t. zw. *kilowatty godzinne* (= 1000 . 3600 = 3600000 joule'ów albo 366970 kilogrammetrów).

Jeżeli np. pobierano przez 5 godzin prąd 14 amperów, pod napięciem 220 woltów, to ilość pracy dostarczonej wynosiła $\frac{14\,.\,220}{1000}$ kilowattów, przez 5 godzin, t. j. 15,4 kilowattów godzinnych.

Najpospolitszem zastosowaniem pracy elektrycznej jest oświetlanie mieszkań żarówkami. W tem zastosowaniu nie o ciepło nam chodzi, lecz o światło promieniowane przez lampę. Obok światła włókienko lampy wydaje oczywiście także promieniowanie niewidzialne, głównie podczerwone, zupełnie nieużyteczne. Zależy przeto na tem, żeby promieniowanie świetlne stanowiło możliwie duży ułamek całkowitego. Doświadczenie uczy, że stosunek ten jest tem korzystniejszy, im wyższą temperatura włókienka. Metalowe znoszą wyższe temperatury od węglowych, stąd coraz wzrastające zastosowanie t. zw. metalówek. W tych ostatnich można liczyć zużycie dzielności elektrycznej okrągło w ilości 1 watta na świecę. Lampka świecąca tak jak 25 świec zużywa tedy w przybliżeniu 25 wattów; pod napięciem 220 woltów wymaga tedy $\frac{220}{25}=0{,}11$ amperów prądu.



Ryc. 276.

Ekonomicznie korzystniejszemi jeszcze są *lampy łukowe*, gdyż świecą w temperaturze nierównie wyższej. Zjawisko łuku elektrycznego odkrył *Davy* w r. 1821. Dwa pręty z twardego prasowanego węgla *A* i *K* (ryc. 276), ujęte w stosowne metalowe oprawy i połączone z biegunami baterji albo innego źródła prądu, o sile elektromotorycznej conajmniej 39 woltów, wprowadzamy na chwilę w zetknięcie, a następnie oddalamy je od siebie na kilka milimetrów. Prąd nie przerwie się wtedy, lecz płynąć będzie trwale, od węgla do węgla, przez warstewkę powietrza. Tor jego zaznacza się tam świecącą smugą *Ł* zwykle łukowato wygiętą, skąd nazwa. Jest to pewien rodzaj samoistnego rozbrojenia przez powietrze, wywołany głównie przez strumień elektronów, wyrzucanych przez rozżarzoną katodę *K* (p. uwaga na końcu ust. 265). Łuk sam świeci niezbyt jasno, jednakże końce węgli, zwłaszcza dodatni *A*, poddane potężnemu bombardowaniu jonów, rozgrzewają się wyżej 3000° i świecą potężnem światłem. Światło jednej świecy opłaca się tu dzielnością elektryczną $\frac{1}{2}$ watta.

287. Praca sił elektromotorycznych. Skąd jednakże bierze się ciepło wytwarzane przez prąd w całym obwodzie? W myśl prawa zachowania energji ono może powstawać tylko kosztem jakiegoś innego rodzaju energji. W obwodzie przewodzącym stały prąd przewody metalowe same nie zmieniają się ani wyczerpują; one nie mogą zatem dostarczać trwale energji. Źródła tej energji cieplnej należy tedy szukać w samem siedlisku siły elektromotorycznej, w ogniwie, baterji, machinie dynamoelektrycznej i t. p., gdzie takie przeobrażenia energji istotnie zachodzą.

Przypuszczam, że w obwodzie, którego całkowity opór (zewnętrzny łącznie z wewnętrznym) jest r ohmów, czynną jest stała siła elektromotoryczna S woltów, dajmy na to ogniwo albo baterja. Natężenie prądu wynosi $i = \frac{S}{r}$ amperów, ciepło

zaś, wywiązane w całym obwodzie, w czasie t sekund, $L = i^2rt$ joule'ów. Podstawiwszy tu $r = \frac{S}{i}$ wyrazimy ten całkowity wydatek energji przez

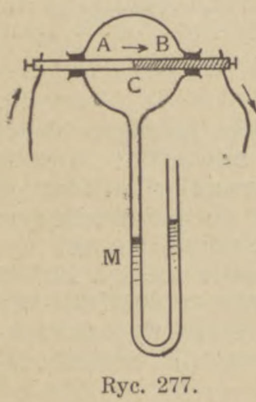
$$L = S\,i\,t \text{ joule'ów.}$$

Ażeby wydatek ten pokryć, siedlisko siły elektromotorycznej S czerpać musi taką samą ilość energji z innego jakiegoś źródła. Rzeczą osobnego badania będzie wynaleźć to źródło, w każdym przypadku zosobna. W ogniwach i baterjach źródłem tem jest głównie energja chemiczna materjałów, z których ogniwo się składa, która istotnie zużywa się, wyczerpuje, ilekroć ogniwo dostarcza prądu. Machiny dynamoelektryczne (prądnice) zasilają się wprost pracą mechaniczną dostarczaną im z zewnątrz i t. p.

Iloczyn $S\,i\,t$ przedstawiający w każdym z tych przypadków ilość przeobrażonej energji nazywa się pracą elektryczną siły elektromotorycznej S.

Przykład; Ogniwo Daniella ($S = 1{,}08$ wolt.) wytwarza prąd $i = 1$ amp. Ile wynosi praca tego ogniwa w sekundzie? *Odp.:* $L = 1{,}08$ joule'ów albo o 0,254 gramstopni, które muszą być dostarczone przez spalanie się cynku i t. p. por. ust. 296).

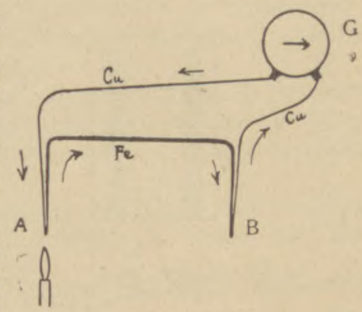
288. Ciepło Peltiera i prądy termoelektryczne. Obok ciepła Joule'a, które wywiązuje się w każdej części obwodu, w miarę jej oporu, Peltier odkrył inne zjawisko cieplne, występujące tylko na powierzchni zetknięcia się dwu przewodników różnego rodzaju, a *zależne od kierunku prądu*. Jeżeli prąd, płynący od pewnego przewodnika A do innego B, wywiązuje na granicy ciepło, to prąd przeciwnego kierunku sprawi tam pochłonięcie ciepła, a w następstwie tego lekkie ochłodzenie przyległych części obu przewodników. Ciepło pochłonięte albo wywiązane jest wprost proporcjonalne do natężenia prądu, zależy zresztą od temperatury spojenia i od rodzaju metali.



Ryc. 277.

Ażeby zjawisko to okazać, umieszcza się spojenie C (ryc. 277) dwu grubych prętów z metali A i B w środku szklanej bańki prostego termoskopu powietrznego, połączonego z manometrem M, napełnionym jakąkolwiek lekką cieczą. Manometr wskaże wzrost lub ubytek temperatury, zależnie od tego, czy prąd (dość silny) idzie od A do B, czy od B do A. Pręty powinne być grube, żeby ciepło Joule'a nie mąciło zbytecznie szukanego objawu; najwybitniej okazują go bizmut i antymon.

Objaw opisany właśnie pozwoli nam zrozumieć — z punktu widzenia zasady zachowania energji — zjawisko t. zw. *termoelektrycznych prądów*, które są z nim ściśle związane. W każdym obwodzie, złożonym wyłącznie z przewodników metalicznych, wszystkie siły elektromotoryczne na powierzchniach zetknięcia dają wypadkową zero, jeżeli temperatura obwodu jest wszędzie ta sama (ust. 272). One nie równoważą się jednak, gdy temperatura nie jest jednostajna, a w szczególności, jak uczy doświadczenie, *gdy temperatury spojeń są różne*. Przylutujmy np. do końców *A* i *B* kawałka drutu żelaznego *Fe* (ryc. 278) dwa druty miedziane *Cu* i *Cu*, wiodące do galwanometru *G*. Jeżeli ogrzejemy spojenie *A* albo oziębimy *B*, galwanometr wykaże prąd, płynący przez spojenie cieplejsze od miedzi do żelaza, przez chłodniejsze od żelaza do miedzi. Prąd ten nazywa się termoelektrycznym. Występuje w obwodach złożonych z jakichkolwiek dwu różnych metali, bywa słabszy lub silniejszy, zależnie od ich doboru, przybliżenie proporcjonalny do *różnicy temperatur* obu spojeń, o ile ta różnica jest niewielka. Najsilniejsze prądy dają bizmut i antymon.



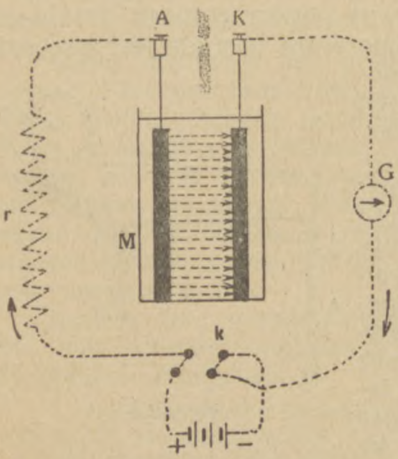
Ryc. 278.

Głównem (nie jedynem zresztą) źródłem pracy elektrycznej tych prądów jest ciepło Peltiera pochłonięte na spojeniu ogrzewanem. Kierunek prądu termoelektrycznego jest właśnie taki, że na spojeniu ogrzewanem on chłonie, na chłodnem wywiązuje ciepło. Pierwsze ma zawsze przewagę, a różnica pochłoniętego i wydanego ciepła opędza pracę siły elektromotorycznej ogniwa. Są to zazwyczaj małe siły elektromotoryczne, liczą się na tysiączne części wolta (miliwolty). W temperaturze zwyczajnej, na 1 stopień różnicy temperatur spojeń dają: bizmut-antymon około 0,115, miedź-żelazo 0,011, miedź-nikiel 0,022 miliwoltów i t. p.

Jako źródła prądu ogniwa termoelektryczne nie mają praktycznego znaczenia. W połączeniu z czułym galwanometrem (jak na ryc. 278) stanowią doskonałe termoskopy różnicowe, zapomocą których można mierzyć różnice temperatur mniejsze od $0{,}001^{0}$. Można je także spinać w baterje, podobnie jak ogniwa galwaniczne. Używa się ich często do mierzenia natężeń promieniowania (jeden szereg spojeń baterji okopcony). Do mierzenia bardzo wysokich temperatur (pirometry) służy doskonale ogniwo termoelektryczne Le Chateliera, złożone z drutu platynowego połączonego z drutem, sporządzonym z aljażu platyny z 10% rodu.

289. Prądy elektryczne w elektrolitach. Inaczej zupełnie aniżeli w metalach odbywa się przewodzenie prądu w przewodnikach 2-iej klasy, w elektrolitach. Przepływ elektryczności

przez te przewodniki idzie zawsze w parze z wewnętrznym, niedostrzegalnym, ale niewątpliwym, ruchem cząstek materjalnych. Okażemy to na prostym przykładzie. Niechaj elektrolitem będzie roztwór wodny siarczanu miedziowego ($Cu\,SO_4$), w szklanem naczyniu M (ryc. 279), w t. zw. *woltametrze*. Zanurzmy w nim dwie *elektrody* z miedzianej blachy i połączmy jedną z nich A, *anodę*, z dodatnim, drugą, *katodę* K, z ujemnym biegunem baterji galwanicznej. Ampermetr G włączony w obwód wskaże nam natężenie i prądu płynącego przez elektrolit, od anody do katody. Natężenie prądu można regulować zapomocą opornicy.



Ryc 279.

Na oko nie dostrzeżemy w tym płynie żadnej zmiany, a jednak po krótszym lub dłuższym czasie, zależnie od natężenia prądu, anoda rozpuści się do szczętu, a jednocześnie równa masa miedzi metalicznej osadzi się na katodzie. Miedź zatem jakby przeszła nawskroś przez elektrolit, w tym kierunku, w którym poruszała się elektryczność dodatnia. Zmieniwszy kierunek prądu na przeciwny, przez przestawienie przełączki k, możemy całą tę miedź przeprowadzić zpowrotem na blachę A, która będzie teraz katodą. Ilość siarczanu miedziowego w roztworze nie ulega w tem doświadczeniu żadnej zmianie.

Ważąc obie elektrody od czasu do czasu, przekonalibyśmy się, że ilość przeniesionej miedzi jest ściśle proporcjonalna do ilości elektryczności $e = it$, która przepłynęła przez elektrolit w czasie t trwania prądu. Każdy kulomb elektryczności przeniesie zawsze dokładnie 0·000329 gramów miedzi, jakikolwiekby był kształt elektród i woltametru i jakiekolwiek natężenie prądu. *Ruch elektryczności przez elektrolity odbywa się zatem zawsze w połączeniu z ruchem cząstek materjalnych;* elektryczność jest unoszona przez niedostrzegalnie małe cząstki miedzi lub innego ciała.

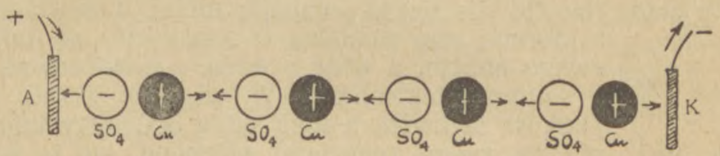
Podobne doświadczenie można wykonać z solami innych metali w roztworze wodnym, np. z azotanem srebrowym ($Ag\,NO_3$) między elektrodami srebrnemi, z octanem ołowiu $Pb(C_2H_3O_2)_2$ między elektrodami ołowianemi i t. p. Metal porusza się zawsze razem z prądem i wydziela się na katodzie w ilości proporcjonalnej do przepływu elektryczności.

290. Jony elektrolityczne. Celem wytłumaczenia powyż-

szego zjawiska utworzono bardzo wcześnie teorję (*Grothus*, 1805 r.), która licuje najzupełniej z wyłożonemi poprzednio poglądami na elektryczną budowę materji. Wystarczy przyjąć, że elektrolitem jest każdy związek chemiczny, którego cząsteczki, pierwotnie obojętne pod względem elektrycznym, mają zdolność rozpadania się na dwie części, przeciwnie naelektryzowane, na t. zw. *jony elektrolityczne*. Część ujemna, zwana *anjonem*, zatrzymuje w sobie jeden albo więcej elektronów w nadmiarze; część dodatnia *katjon*, która te elektrony utraciła, posiada równoważny nabój elektryczny dodatni.

Jony te poruszają się nawskroś przez roztwór w kierunkach przeciwnych, ku elektrodom przeciwnego znaku (anjony ku anodzie, katjony ku katodzie), a ten ruch stanowi właśnie prąd elektryczny w elektrolicie.

W roztworze siarczanu miedziowego $CuSO_4$ miedź porusza się ku ujemnej katodzie, atom przeto miedzi Cu musi być katjonem, co oznaczamy znakiem $\overset{+}{Cu}$; pozostała reszta cząsteczki $\overset{-}{SO_4}$ będzie zatem anjonem. Posuwając się przez roztwór w kierunku spadu potencjału dodatni atom $\overset{+}{Cu}$ spotyka się z coraz to innemi cząsteczkami ujemnemi $\overset{-}{SO_4}$ (ryc. 280); dlatego roztwór



Ryc. 280.

sam pozostaje naogół elektrycznie neutralny i chemicznie niezmieniony. Miedziana anoda zasila go z jednej strony coraz to świeżemi jonami $\overset{+}{Cu}$, z drugiej zaś strony wydziela się jednocześnie taka sama liczba jonów $\overset{+}{Cu}$ na katodzie *K*. Tutaj one zobojętniają się, przez przybranie od katody ujemnych elektronów, przechodzą ze stanu jonów $\overset{+}{Cu}$ w obojętne atomy Cu i wydzielając się na katodzie, tworzą warstwę metalicznej miedzi. Jednocześnie anjon $\overset{-}{SO_4}$ przesuwa się przez roztwór w kierunku przeciwnym, z prędkością w ogólności inną, aniżeli katjon i wydziela się na anodzie.

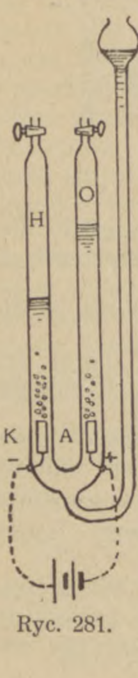
Że tak jest istotnie, przekonać się łatwo. Należy tylko elektrody miedziane zastąpić platynowemi. Na katodzie pojawi się wtedy czerwony osad miedzi; na anodzie zaś zauważymy wy-

wiązywanie się gazowego tlenu, a środkami chemicznemi wykażemy w jej otoczeniu obecność wolnego kwasu siarkowego H_2SO_4. Wytłumaczenie jest następujące. Anjony $\overline{SO}_4$, wydzielające się u anody, oddają jej swój nabój ujemny i przechodzą w postać obojętną SO_4, która jednakże w zetknięciu z wodą ulega niezwłocznie t. zw. *reakcji wtórnej*, według wzoru $2SO_4 + 2H_2O = 2H_2SO_4 + O_2$, mocą której tworzy się kwas siarkowy i wydziela wolny tlen.

Ażeby ruch jonów we wnętrzu elektrolitu mógł się odbywać, ten ostatni znajdować się musi w stanie płynnym albo przynajmniej półpłynnym. Elektrolitami bywają też roztwory (głównie wodne) kwasów, soli i zasad, a także sole stopione. Szkło nawet, dostatecznie ogrzane, przewodzi prąd elektryczny, jak elektrolit.

291. Elektroliza. Skoro w prądzie elektrolitycznym jony poruszają się ku przeciwnym elektrodom i na nich wydzielają się zobojętnione, przeto prądem elektrycznym można dokonywać rozkładu chemicznego elektrolitów. Rozkład ten nazywa się *elektrolizą*. Produkty rozkładu takiego pojawiają się *tylko na elektrodach*.

Jony pojawiają się tam w stanie niezmienionym (pominąwszy zobojętnienie elektryczne) tylko wtedy, gdy nie zachochodzi żadna reakcja chemiczna pomiędzy niemi, a substancjami, z któremi one wchodzą w zetknięcie, po oddaniu swego naboju, a więc z wodą, z elektrodami, albo z samym elektrolitem. W większej liczbie przypadków zachodzą jednak takie oddziaływania chemiczne, zwane reakcjami wtórnemi, jak to widzieliśmy w ustępie poprzedzającym. Produkty elektrolizy występujące u elektród są wtedy różne od właściwych jonów, które przewodziły prąd.



Ryc. 281.

Objaśniają to niektóre przykłady. *Kwas siarkowy* H_2SO_4, rozpuszczony w wodzie, rozpada się na jony $2\overset{+}{H}$ i $\overline{SO}_4$. Jeżeli elektrody są platynowe, wówczas wodór wydziela się na katodzie bez zmiany, w postaci banieczek gazowych. Anjon $\overline{SO}_4$ zaś, jak opisano w ustępie poprzedzającym, oddziaływając na wodę, odtwarza zpowrotem kwas siarkowy i wydziela tlen. Ilość kwasu nie zmienia się ostatecznie wcale. Pozory są takie, jak gdyby woda sama ulegała rozkładowi na składające ją gazy: $2H$ (dwie objętości) i O (jedna objętość). Ryc. 281 okazuje dogodną formę woltametru, w którym gazy te można zbierać oddzielnie i mierzyć.

Siarczan sodowy Na_2SO_4 rozpada się na jony

$2\overset{+}{Na}$ tudzież $\overline{SO}_4$. Oba podlegają reakcjom wtórnym. Pierwszy rozkłada wodę (podobnie jak to czyni sód metaliczny), według wzoru $2Na+2H_2O=2NaHO+H_2$, wytwarzając około katody ług sodowy i wydzielając wodór. Drugi, jak pierwej, tworzy kwas siarkowy i wydziela tlen. Roztwór zakwasza się zatem u anody, ługowacieje u katody.

Przykłady te okazują, że *katjonami* bywają metale, wodór, tudzież takie rodniki, które mogą zastępować w solach atomy metali i wodoru. *Anjonami* zaś bywają t. zw. reszty kwasowe, jak SO_4, NO_3 i t. p., dalej chlorowce *Cl*, *Br*, *J*, wodorotlen *HO*, wogóle wszystkie te atomy lub grupy atomów, które w związku z wodorem albo metalami tworzą sole, kwasy i zasady.

Jony przewodzące prąd w elektrolicie są zawsze zupełnie określone, wskazane przez budowę chemiczną rozpuszczonego ciała. Natomiast produkty rozkładu elektrolitycznego, zwłaszcza jeżeli powstają przez reakcje wtórne, mogą być jednak zależne od t. zw. *gęstości prądu*, t. j. od liczby amperów przewodzonych przez 1 cm^2 powierzchni elektrody.

Zastosowania techniczne elektrolizy są liczne i ważne. Elektrolizując roztwór siarczanu miedziowego, przy odpowiedniej gęstości prądu, z nieczystej anody miedzianej można otrzymać na katodzie osad miedzi bardzo czystej. Przez elektrolizę stopionych wodorotlenków *NaHO* i *KHO* Davy otrzymał pierwszy sód i potas w stanie metalicznym. Glin otrzymuje się również na drodze elektrolitycznej, ze stopionych swych związków (podwójny fluorek glinowo-sodowy). Ważne są też w praktyce sposoby elektrolitycznego powlekania metali mniej szlachetnych szlachetniejszemi: srebrzenie, złocenie, niklowanie. Anodą jest odpowiednio płyta srebrna, złota albo niklowa. Przedmiot, mający się posrebrzyć lub pozłocić, zawiesza się w odpowiedniej kąpieli elektrolitycznej jako katodę.

292. Pierwsze prawo Faradaya. Równoważnik elektrochemiczny. ***Masa jakiegokolwiek jonu, wydzielona z elektrolitu na elektrodzie, jest proporcjonalna do ilości przepędzonej przez elektrolit elektryczności;*** nie zależy zaś od postaci i wielkości woltametru ani od natężenia prądu.

Ponieważ ilość elektryczności *e* kulombów, przepędzona prądem *i* amperów, w czasie *t* sekund, wynosi $e=it$, przeto masę *m* wydzielonego jonu można wyrazić wzorem

$$m=kit,$$

w którym *k* oznacza stały spółczynnik, zależny od rodzaju jonu, zwany jego *równoważnikiem elektrochemicznym*. Jest to widocznie ilość gramów danego jonu, wydzielona prądem 1 ampera w jednej sekundzie. Wartość tego równoważnika dla kilku ważniejszych jonów zawiera następująca tablica (w gramach na kulomba):

Wodór (*H*)	$\frac{1}{96540}$	Chlor (*Cl*)	$\frac{35,5}{96540}$

Miedź (*Cu*)	$\frac{31,8}{96540}$	Jod (*J*)	$\frac{126,9}{96540}$
Cynk (*Zn*)	$\frac{32,7}{96540}$	Brom (*Br*) . . .	$\frac{79,9}{96540}$
Srebro (*Ag*). . . .	$\frac{107,88}{96540}$	SO_4	$\frac{48}{96540}$

Okazuje się stąd, że ilość elektryczności 96540 kulombów, zwana *„stałą Faradaya"* wywiązuje 1 *gr* wodoru, 31,8 *gr* miedzi (ze związków miedziowych) i t. d.

Prawo powyższe, znalezione przez Faradaya, jest tak ścisłe i dokładne, że może służyć do obliczania natężenia prądów elektrycznych na podstawie pomiarów elektrochemicznych. Najczęściej używa się w tym celu *woltametru srebrowego* napełnionego roztworem wodnym (około 15%) azotanu srebrowego $AgNO_3$; anodą jest sztabka czystego srebra, katodą kubek platynowy będący zarazem naczyniem woltametru.

Przykład: Stały prąd elektryczny wydzielił w ciągu 25 minut 0,817 *gr* srebra na platynowej katodzie woltametru srebrowego. Jakie było jego natężenie?

Odp.: $i=\frac{m}{kt}=\frac{0,817 \,.\, 96540}{107,88 \,.\, 25 \,.\, 60}=0,487$ amperów.

293. Drugie prawo Faradaya. Rzut oka na powyższą tablicę równoważników elektrochemicznych (otrzymanych drogą elektrycznych wyłącznie pomiarów) pouczy nas natychmiast, że liczby te są wprost proporcjonalne do chemicznych równoważników odpowiednich jonów. Znaczy to, że ***ta sama ilość elektryczności, przepędzona przez różne elektrolity, wyzwala z nich masy jonów, równoważne sobie pod względem chemicznym.***

Połączmy np. rzędem woltametr srebrowy, miedziowy i trzeci napełniony roztworem wodnym kwasu siarkowego. Jeżeli w ostatnim wywiąże się 1 *gr* wodoru, to jednocześnie w tamtych otrzymamy 107,88 *gr* srebra i 31,8 *gr* miedzi.

Zważywszy, że ciężary atomowe tych pierwiastków chemja podaje jako $H=1$, $Ag=107,88$, $Cu=2 \,.\, 31,8$, dostrzeżemy, że masy powyższe są istotnie równoważne sobie, w znaczeniu chemicznem. Atom srebra, tworząc np. związek $AgNO_3$, wstępuje, jako równoważny, na miejsce atomu wodoru w kwasie azotowym HNO_3. Podobnież atom miedzi, który jest „dwuwartościowym", zastępuje dwa atomy wodoru w kwasie siarkowym H_2SO_4, gdy tworzy związek $CuSO_4$. Jednemu atomowi wodoru odpowiada pół atomu miedzi, jako równoważnik i t. d. Okazuje się tedy, że ta sama ilość elektryczności, która wyzwala pewną liczbę atomów wodoru, wydziela taką samą liczbę atomów

srebra, o połowę zaś mniejszą liczbę atomów miedzi albo innego jonu dwuwartościowego.

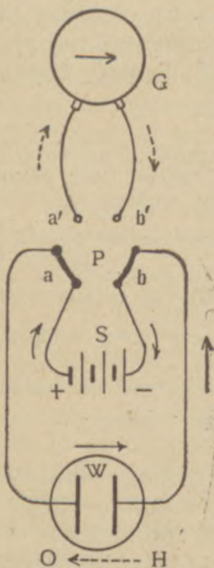
Fakt ten, niezmiernie ważny, dał pierwszą wskazówkę (*Helmholtz*, 1881 r.), iż elektryczność, podobnie jak materja, jest rozdzielona na atomy. Pomnąc bowiem, że ta ilość elektryczności, która wydzieliła pewną liczbę atomów, np. wodoru, płynęła właśnie z temi atomami, była z niemi związaną, musimy przyjąć, że z jednym atomem wodoru płynie tyleż elektryczności, jak z jednym atomem srebra lub innego jonu jednowartościowego. Atom natomiast miedzi, oczywiście w stanie zjonizowanym, musi być związany z nabojem dokładnie dwa razy większym i t. d. Naboje jonów występują tedy zawsze jako *całkowite wielokrotności* pewnego stałego, niezmiennego naboju — wniosek, do którego doszliśmy w ust. 262 na drodze zupełnie odmiennej.

Zależność ta prowadzi wprost do obliczenia *ciężarów atomowych bezwzględnych*, t. j. odważanych nie ciężarem atomu wodoru, lecz gramem. Najprościej będzie przyjąć, że każdy pojedynczy atom wodoru, czy srebra, jest związany z jednym atomem elektryczności, którego nabój wynosi $\frac{1,59}{10^{19}}$ kulombów (ust. 262). Skoro tedy z jednym gramem atomów wodoru związany jest łączny nabój 96540 kulombów, przeto w jednym gramie wodoru mieści się $\frac{9654\,.\,10^{19}}{1,59} = 60,7\,.\,10^{22}$ atomów. Pojedynczy atom wodoru ma więc masę $\frac{1}{60,7\,.\,10^{22}} = 1,65\,.\,10^{-24}$ *gr.* Wniosek ten potwierdza doskonale teorja kinetyczna gazów, rozumowaniem innego zupełnie rodzaju.

294. Dysocjacja elektrolityczna. Wszystkie elektrolity, przewodząc prąd, stosują się ściśle do prawa Ohma: natężenie prądu jest zawsze proporcjonalne do spadku potencjału, chociażby on był najsłabszy. Wnosimy stąd, że nie siły elektryczne rozrywają cząsteczki na jony. Do tego byłoby potrzeba znacznego bardzo napięcia — podobnie jak w prądzie samoistnym w gazach. *Arrhenius* postawił tedy hipotezę, że prąd wprowadzony do elektrolitu spotyka w nim cząsteczki już rozszczepione, gotowe jony, które siły elektryczne tylko w ruch wprowadzają, ale ich nie tworzą. Przyjmuje zatem, że gdy rozpuszczamy w wodzie np. sól kuchenną $NaCl$, to w chwili roztwarzania się cząsteczki jej rozpadają się odrazu na jony $\overset{+}{Na}$ i $\overset{-}{Cl}$. Takie rozszczepianie się cząsteczek soli, kwasów, zasad, za działaniem rozpuszczalnika (wody) nazwano *dysocjacją elektrolityczną.* Jony istnieją zatem w roztworze, choćby i prądu nie było; ich ruch stanowi prąd. Prąd, pod danem napięciem będzie tem silniejszy, im liczniejsze są te jony swobodne i im mniejszy spotykają opór w ruchu swym wśród cząsteczek wody. Że są drobniutkie, niezmiernie liczne, a w równoważnych ilościach dodatnie i ujemne,

przeto nie dostrzega się wcale, że roztwór przepełniony jest takiemi pyłkami naelektryzowanemi.

Hipoteza ta zyskała potężne poparcie z innej zupełnie strony. Elektrolity okazują, jak wiadomo (ust. 210), anormalnie wysokie ciśnienie osmotyczne i odpowienio duże zniżenie temperatury zamarzania, tudzież prężności pary. Tak też być powinno, jeżeli jedna cząsteczka np. *NaCl*, rozpuszczając się, rozpada się na dwie $\overset{+}{Na}$ i $\overset{-}{Cl}$. Wszakże wysokość ciśnienia osmotycznego zależy tylko od liczby, a nie od rodzaju rozpuszczonych cząsteczek.



Ryc. 282.

295. Działanie elektromotoryczne jonów. Polaryzacja. Połączmy bieguny baterji *S* złożonej z 2 albo więcej ogniw (ryc. 282) z elektrodami platynowemi *O* i *H* woltametru *W*, napełnionego roztworem wodnym kwasu siarkowego. Gdy wodór i tlen zaczną wywiązywać się obficie na elektrodach, przerwijmy połączenie z baterją i złączmy elektrody niezwłocznie ze spinkami galwanometru *G* (używamy w tym celu przełączki *P*, przerzucając łączniki *a* i *b* w położenie *a'*, *b'*). Dostrzeżemy wtedy, że pod wpływem prądu baterji woltametr nabył własności elektromotorycznej, zamienił się na ogniwo galwaniczne, t. zw. *ogniwo wtórne;* wydaje teraz sam prąd elektryczny, przynajmniej przez pewien niedługi czas, pomimo że obie jego płyty są na oko jednakowe.

Prąd ten, zwany *polaryzacyjnym*, płynie przez woltametr w kierunku *odwrotnym*, aniżeli poprzedni prąd *polaryzujący*, jakto okazują na rycinie strzałki kreskowane; anoda *O* stała się teraz biegunem dodatnim tego ogniwa wtórnego. Jony wodoru, które prąd polaryzujący pędził ku katodzie *H*, cofają się teraz wstecz od *H* ku *O*.

Zjawisko opisane nazywa się *polaryzacją galwaniczną*. Ono polega na stworzeniu własności elektromotorycznych elektród, przez to, że się poprzednio wytwarzało na nich jony elektrolityczne, działaniem prądu polaryzującego. W danym przypadku ono tłumaczy się jak następuje. Gazy, które wydzieliły się na elektrodach, a w części wniknęły nawet w ich masę, posiadają zdolność przechodzenia zpowrotem *w stan jonów.* Elektroda obładowana wodorem, tracąc dodatnie jony $\overset{+}{H}$, staje się ujemną względem płynu. Skoro tedy połączymy ją drutem z drugą

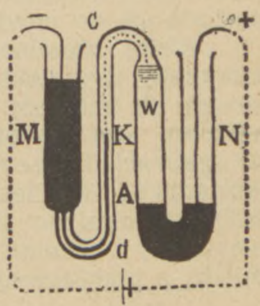
elektrodą, otrzymamy prąd, który trwać będzie dopóty, dopóki starczy materjału zdolnego formować jony*).

Podobnie jak w opisanym przykładzie wodór, tak i metale posiadają zdolność przechodzenia w roztwór w postaci jonów (dodatnich, por. ust. 289). Jednakże woltametr złożony z dwu elektród jednakowych, np. miedzianych, zanurzonych w roztworze soli tego samego metalu, nie polaryzuje się. Tłumaczy się to tem, że obie elektrody dążą do wysyłania w roztwór jonów $\overset{+}{Cu}$, ale w kierunkach przeciwnych. Działania ich elektromotoryczne znoszą się zatem.

Inaczej będzie, gdy zanurzymy w płynie dwa metale różne np. cynk i miedź, których dążności do tworzenia jonów są nierówne. Wtedy otrzymamy działanie elektromotoryczne wypadkowe, w tym kierunku, w którym wyzwalają się jony metalu bardziej w tym względzie czynnego (cynku). W uwadze tej mieści się teorja jonowa ogniw galwanicznych.

Siła elektromotoryczna polaryzacji zjawia się natychmiast po zaprzężeniu baterji polaryzującej do woltametru (ryc. 282), jak skoro jony zaczną się nagromadzać na elektrodach. Kierunek jej jest zawsze wsteczny, ona osłabia zatem działanie baterji, a nierzadko znosi je niemal całkowicie. Tak np. chcąc rozkładać wodę w woltametrze, musimy użyć baterji o sile elektromotorycznej conajmniej 1,6 woltów; słabsza wytworzyłaby tylko krótkotrwały prąd, zatamowany niebawem przez polaryzację elektród.

Elektrometr kapilarny. Szczególne własności okazuje powierzchnia rtęci, spolaryzowana działaniem słabej siły elektromotorycznej, gdy służy jako katoda w woltametrze napełnionym wodą zakwaszoną. Jej napięcie powierzchowne powiększa się wtedy dość znacznie. Ryc. 283 okazuje elektrometr, a raczej woltmetr, działający na tej zasadzie. Jest to woltametr napełniony rozcieńczonym kwasem siarkowym *W*, o elektrodach rtęciowych. Jedna z nich (katoda) jest to słupek rtęci *K* w rurce włoskowatej *dc*, łączącej naczyńka *M* i *N*. Skoro przyłożymy do elektród napiecie zewnętrzne, nie większe jak około 0,9 woltów, w kierunku wskazanym, menisk rtęci skoczy w dół, tem więcej, im większe będzie to napiecie.



Ryc. 283.

Akumulator ołowiowy jest to ogniwo wtórne, zdolne wydawać silne i długotrwałe prądy, skoro będzie uprzednio nabite (spolaryzowane) zewnętrznym prądem. Po wyczerpaniu nabija się je ponownie, dowolną liczbę razy. Nie wymaga tedy odnawiania materjału, jak

---

*) Nie jest bynajmniej koniecznem, żeby gazy te były wytworzone sposobem elektrolitycznym. Otoczywszy elektrody częściowo atmosferami tlenu i wodoru, wytworzonemi na zwykłej drodze chemicznej, otrzymamy również prąd elektryczny (ogniwo gazowe *Grovego*).

zwykłe ogniwa, tylko zasilania pracą elektryczną; stąd wielkie jego wzięcie w praktyce. W istocie swej jest to woltametr napełniony rozcieńczonym kwasem siarkowym, o elektrodach z ołowiu (możliwie porowatego, żeby polaryzował się na dużej powierzchni). Można przyjąć, że zpoczątku obie elektrody okryte są warstewką trudno rozpuszczalnego siarczanu ołowiu $PbSO_4$ który utworzył się pod działaniem kwasu na ołów. W czasie nabijania zachodzą następujące zmiany. Anoda, ku której prąd pędzi jony SO_4, utlenia się, pokrywa się warstewką brunatnego, trudno rozpuszczalnego dwutlenku ołowiu PbO_2; dzieje się to według wzoru: $PbSO_4+SO_4+$ $+2H_2O=PbO_2+2H_2SO_4$. Jednocześnie na płycie ujemnej, ku której prąd pędzi jony wodoru, siarczan ołowiu ulega redukcji na ołów metaliczny, według wzoru $PbSO_4+H_2=Pb+H_2SO_4$. Na obu elektrodach uwalnia się, jak widać, kwas siarkowy z siarczanu. Nabity w ten sposób akumulator działa teraz jak ogniwo galwaniczne (siła elektromotoryczna = 2 wolty) mające płytę dodatnią z PbO_2, ujemną z czystego ołowiu. Wydając prąd użytkowy ogniwo to depolaryzuje się po pewnym czasie, obie elektrody wyrównywują się, na obu tworzy się zpowrotem siarczan ołowiu, w następujący sposób. Na dwutlenku ołowiu wywiązuje się teraz jon wodorowy, redukując go na tlenek, który wobec kwasu siarkowego przemienia się na siarczan: $Pb\,O_2+H_2+H_2\,SO_4=Pb\,SO_4+2H_2\,O$. Na drugą płytę działa jon SO_4 i wytwarza również siarczan: $Pb+SO_4=PbSO_4$. Akumulator wymaga teraz ponownego nabicia.

296. Ogniwa stałe. Prąd wytworzony przez ogniwo płynie również przez elektrolity samego ogniwa, od ujemnego do dodatniego bieguna. Wydzielając jony na płytach, zmienia on w ogólności ich elektromotoryczne własności, polaryzuje, osłabia ogniwo. Tak np. w ogniwie Volty, złożonem z cynku i miedzi w wodzie zakwaszonej, wodór wydziela się na miedzi. Dążąc do przejścia zpowrotem w stan jonów, wytwarza działanie elektromotoryczne wsteczne; gdy w dodatku i jony cynku dostaną się do miedzi ogniwo przestanie zupełnie działać.

Ażeby zapobiec tej polaryzacji i uzyskać ogniwa *stałe*, którychby siły elektromotorycznej własny prąd nie zmniejszał, stosuje się niekiedy środki chemiczne utleniające wodór (kwas azotowy stężony przy płycie dodatniej z węgla lub platyny, w ogniwach Bunsena i Grovego, dziś już nie używanych; kwas chromowy; dwutlenek manganu w ogniwie Leclanchégo, ryc. 262). W ogniwie Daniella zastosowano w tymże celu dwa elektrolity; zamiast wodoru wydziela się na płycie miedzianej miedź, z otaczającego ją roztworu siarczanu miedziowego.

Teorja termodynamiczna ogniw. Skoro przez ogniwo np. Daniella przepłynie 96540 kulombów, wówczas z płyty cynkowej rozpuści się jeden równoważnik gramowy, t. j. 32,7 gramów cynku (ust. 292), na miedzianej zaś osadzi się 31,8 *gr* miedzi. W ogniwie zaszły tedy zmiany chemiczne, wskutek których nastąpiło pewne wyczerpanie zapasu energji chemicznej materjałów, z których ono się składa. W istocie, gdybyśmy strącili miedź z roztworu jej siarczanu, na zwykłej drodze chemicznej, przez wsypanie 32,7 *gr* opiłek cynkowych, płyn rozgrzałby się, wydzieliłby 25 kaloryj, t. j. 104166 joule'ów ciepła, jak okazały pomiary w kalorymetrze. W ogniwie odbywa się ta sama reakcja, rozpuszczenie cynku, wydzielenie miedzi. Ciepło nie wywiązuje się jednak na miejscu, w samem tylko ogniwie, lecz pojawia się w całym obwodzie, jako ciepło Joule'a, w ilości równej pracy elektrycznej $S\,.\,e$ ogniwa (ust. 287). W ogniwie Daniella ($S=1{,}08$ wolt.)

praca ta, w tych warunkach, t. j. gdy $e = 96540$ kulombów, wynosi $1{,}08 \cdot 96540 = 104163$ joule'ów. Widzimy tedy, że ogniwo Daniella pracuje dokładnie niemal na koszt energji chemicznej, jaka zużywa się w jego materjałach, podczas przejścia prądu.

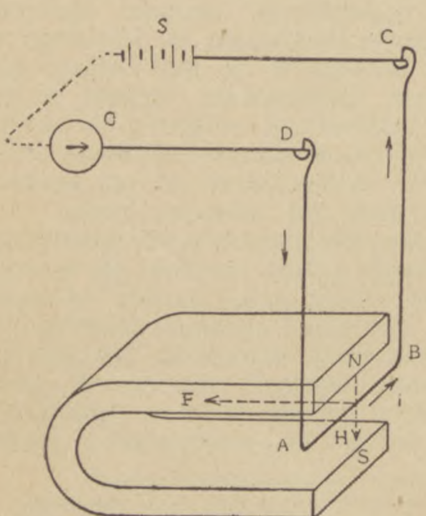
Niezawsze jednak tak bywa. Są ogniwa, które nie zużywają na pracę elektryczną całej energji chemicznej, jaka się w nich wydziela; nadwyżka zostaje jako ciepło, ogniwa takie rozgrzewają się podczas działania. Są inne, które podczas działania oziębiają się cokolwiek. Tu energja chemiczna nie wystarcza do opędzenia pracy elektrycznej, ogniwa biorą jeszcze ciepło z otoczenia, przedewszystkiem z własnych materjałów.

Zasada zachowania energji spełnia się tedy zawsze.

ROZDZIAŁ IV.

Elektrodynamika i elektromagnetyzm.

297. Siły elektrodynamiczne. W polu magnetycznem o natężeniu *H* gaussów, np. między biegunami podkowy magnetycznej *NS* (ryc. 284), zawieszamy drut *AB*, w położeniu prostopadłem do linij pola. Końce jego, podjęte w górę i zanurzone w kubeczkach *C* i *D* napełnionych rtęcią, łączymy z biegunami baterji galwanicznej *S*. Natężenie prądu *i* wskazuje galwanometr albo ampermetr *G*.



Ryc. 284.

Przyrządem tym okażemy, że:

1) W chwili zamknięcia prądu drut zostaje wyrzucony z pola, w prawo albo w lewo, zależnie od kierunku prądu. Ażeby go utrzymać w położeniu pierwotnem, należałoby przyłożyć stosowną siłę równoważącą, której natężenie dałoby się wymierzyć jaką odpowiednią wagą, np. sprężynową.

Doświadczenie to okazuje, że na przewodnik, przewodzący prąd elektryczny, pole magnetyczne wywiera pewną siłę. Siła ta, zwana *elektrodynamiczną*, skierowana jest *prostopadle do kierunku prądu i do kierunku pola*. Kierunek jej zmienia się na przeciwny, gdy zmienimy bądźto kierunek prądu, bądź (przez przełożenie biegunów magnesu) kierunek pola.

2) Kierunek jej wskaże nam w każdym przypadku następująca reguła: *Siła elektrodynamiczna działa w stronę wskazaną przez „lewą“ rękę człowieka płynącego z prądem głową naprzód, a patrzącego w kierunku pola* (od N do S).

3) Zmieniając natężenie prądu albo natężenie pola magnetycznego (przez zastosowanie słabszych lub silniejszych magnesów) sprawdzilibyśmy, że *siła elektrodynamiczna jest wprost proporcjonalna do natężenia prądu i do natężenia pola.*

Wyjaśnienie tego zjawiska wynika łatwo ze znanych nam i sprawdzonych na promieniach katodowych praw działania sił magnetoelektrycznych (ust. 256). Nabój elektryczny e kulombów, poruszający się z prędkością v centymetrów w sekundzie, napoprzek przez pole magnetyczne o natężeniu H gaussów, pędzony jest w bok siłą magnetoelektryczną $\frac{1}{10}\, e\, v\, H$ dyn (ust. 257).

Takie naboje poruszają się właśnie w drucie AB, w powyższem doświadczeniu. Dajmy na to, że w jednostce długości drutu znajduje się n elektronów, każdy z nabojem e i że one płyną (jeśli dodatnie) od A ku B z prędkością v. Siły magnetoelektryczne, działające na te naboje, składają się na wypadkową — którą jest właśnie siła elektrodynamiczna — o natężeniu $\frac{1}{10}\, n\, e\, v\, H$ dyn, na każdą jednostkę długości. Na cały przeto drut AB, jeżeli długość jego wynosi l centymetrów, działać będzie siła $\frac{1}{10}\, l\, n\, e\, v\, H$ dyn.

Widocznem jest, że iloczyn $n\, e\, v = i$ jest to ilość kulombów elektryczności, która przepływa przez drut w sekundzie, a więc natężenie prądu (ust. 255), wyrażone w amperach (ust. 260). Znajdujemy zatem następujący wzór na obliczenie siły elektrodynamicznej F, potwierdzający poprzednie doświadczenia:

$$F = \tfrac{1}{10} l\, H\, i \ dyn.$$

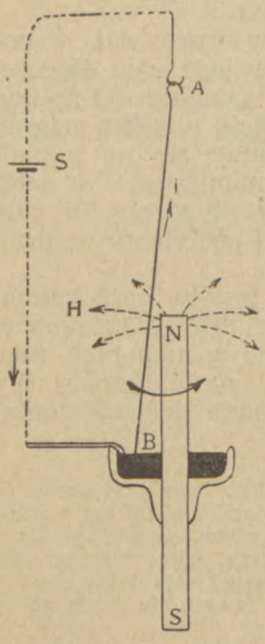
Wzór ten stosuje się do przypadku, gdy drut leży prostopadle do linij magnetycznych (jak na ryc. 280). Gdyby zawierał z niemi kąt α różny od prostego, byłoby $F = \frac{1}{10}\, l\, H\, i \sin\alpha$. Wiemy bowiem, że wielkość działania magnetoelektrycznego, na poruszające się naboje, zależy tylko od składowej ruchu prostopadłej do linij siły; ona wynosiłaby tu tylko $v \sin\alpha$. Na drut leżący równolegle do linij magnetycznych ($\alpha = 0$) nie działa zatem żadna siła elektrodynamiczna.

298. Praca sił elektrodynamicznych. Ulegając sile F, niechaj drut AB przesunie się równolegle w bok, o małą długość l' centymetrów. Praca wykonana przez siłę elektrodynamiczną równa się $Fl' = \frac{1}{10}\, ll'Hi$. W przesunięciu tem drut zakreśla wąską prostokątną powierzchnię o wielkości ll' centymetrów kwadratowych. Powierzchnię tę przebijają prostopadle linje magnetyczne. Przypuszczamy, że linje te nakreślono w polu według zasady przyjętej w ust. 227, w taki sposób, że przez każdy centymetr kwadratowy przebija liczba AH tych linij. Przez powierzchnię ll' przebija liczba $n = All'H$ (zakładamy tu, że pole

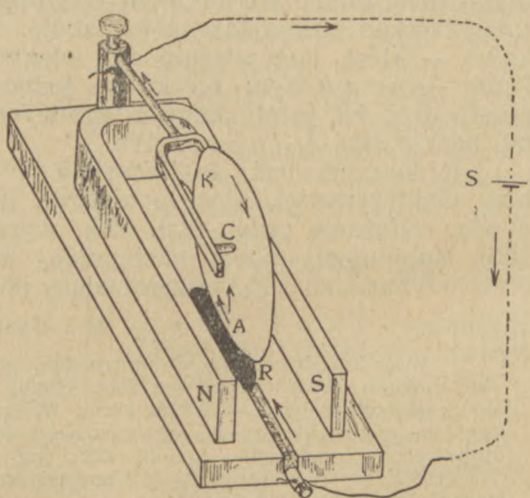
H jest jednostajne). Pracę zatem można wyrazić wzorem $L = \frac{n}{10} \cdot \frac{i}{A}$.

Jeżeli wartość liczbową spółczynnika A uczynimy równą jedności (por. ust. 227), wówczas możemy powiedzieć, że wartość liczbowa pracy sił elektrodynamicznych, wykonanej podczas przesunięcia przewodnika prądu w polu magnetycznem, równa się wartości liczbowej iloczynu z natężenia prądu przez liczbę linij magnetycznych, „przeciętych" przez przewodnik w tem przesunięciu.

299. **Przykłady.** Działaniem sił elektrodynamicznych można wywołać ustawiczny ruch krążący przewodników w polu magnetycznem, jak to okazują następujące przyrządy. *Wahadło Faradaya* (ryc. 285) składa się z drucika platynowego AB, zawieszonego ruchomo w A, obok bieguna magnesu NS. Dolny koniec zanurza się w rynience okalającej biegun, napełnionej rtęcią. Przepuściwszy prąd baterji S od rtęci do A lub odwrotnie, dostrzeżemy że drut krążyć będzie wciąż



Ryc. 285.



Ryc. 286.

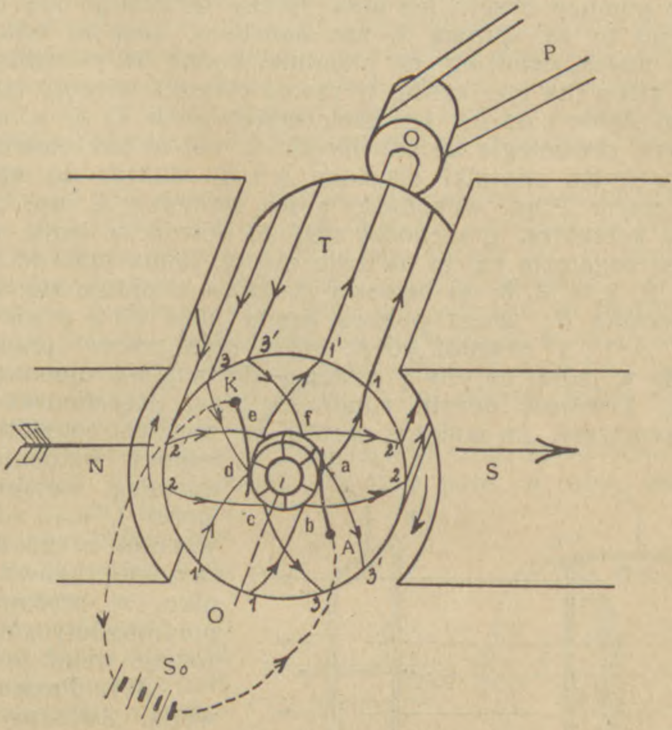
około bieguna w kierunku wskazanym przez regułę kierunkową, podaną w ust. 297, 2.

Podobnie działa *koło Barlowa K* (ryc. 286), osadzone na poziomej osi obrotu C, między biegunami podkowy magnetycznej NS; dolnym brzegiem A zanurza się ono w kropli rtęci R, którędy wprowadza się też prąd elektryczny, wychodzący następnie przez oś. Kierunek wirowania koła sprawdza również wspomnianą wyżej regułę.

300. Motory elektryczne. Najważniejsze zastosowanie techniczne znalazły siły elektrodynamiczne do pędzenia potężnych

motorów, zasilanych prądem elektrycznym. Jest to przykład przeobrażenia pracy elektrycznej w mechaniczną.

Ażeby dać wyobrażenie o sposobie działania jednego przynajmniej typu takich motorów (*motor o tworniku walcowym*) podajemy ryc. 287. Między biegunami magnesu *NS* (w rzeczy-



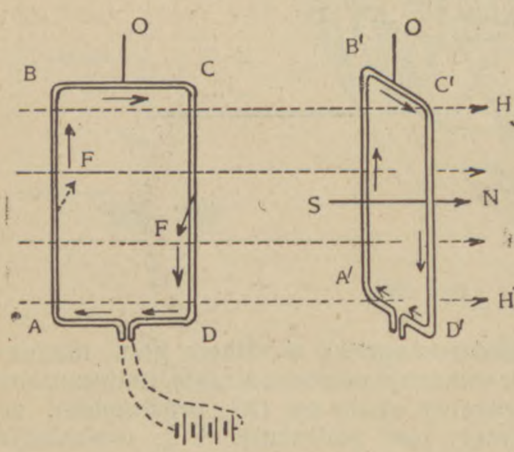
Ryc. 287.

wistości jest to zawsze elektromagnes), w silnem polu magnetycznem, którego kierunek wskazuje pozioma strzała, umieszczony jest żelazny walec *T*, obracalny około osi *OO*, prostopadłej do linij pola. Walec ten owinięty jest podłużnie, t. j. równolegle do osi, obwodami drutu izolowanego, przez który przepuszcza się prąd elektryczny, dostarczany przez zewnętrzne źródło S_0 (baterja akumulatorów, prądnica lub t. p.).

Działaniem sił elektrodynamicznych walec ten, zwany twornikiem, zostaje wprowadzony w ruch obrotowy, a dostarczoną przezeń pracę przenosi się na machiny robocze za pośrednictwem rzemiennego pasa *P*, założonego na koło pasowe, osadzone na końcu osi twornika.

Ażeby działanie to zrozumieć, zwróćmy uwagę, że druty leżące na prawym boku walca przewodzą prąd w jednym kierunku, druty zaś leżące na lewym, w kierunku przeciwnym. Siły elektrodynamiczne pędzą zatem prawą połowę walca nadół, (p. rycina) lewą do góry, skąd wynika moment, para sił, obracająca walec.

Że pomimo obrotu ten stan rzeczy utrzymuje się trwale, dzieje się to za sprawą t. zw. *kolektora*. Jest to obtoczony okrągło wałek, osadzony na przednim końcu osi twornika, złożony z kilku (na ryc. sześć, w rzeczywistości więcej) izolowanych od siebie i od osi beleczek metalowych *a*, *b*, *c*, *d*, *e*, *f* ułożonych równolegle do osi obrotu. O wałek ten ocierają się dwie sprężyste miotełki druciane *A* i *K*, służące do wprowadzania prądu. Prąd, wchodzący przez miotełkę *A*, np. do beleczki *a* kolektora, przechodzi stąd do obwodów drutu, a mianowicie rozgałęzia się tu na dwie części: jedna idzie od *a* przez 1, 1, *b*, 2, 2, *c*, 3, 3, do beleczki *d*, która znajduje się właśnie pod miotełką *K*; druga połowa prądu idzie od *a* przez 3′, 3′, *f*, 2′, 2′ *e*, 1′, 1′ również do *K*, gdzie obie połowy prądu zlewają się w jedno koryto i wracają do bieguna ujemnego baterji S_0. Trwałość obrotu stanie się nam natychmiast jasną, skoro zważymy, że podczas obrotu na miejsce beleczki *a* kolektora wstępują pod miotełkę kolejno beleczki *f*, *e*, . . . i t. d., wskutek czego rozmieszczenie prądów na tworniku, w stosunku do pola magnetycznego, pozostaje wciąż jednakie.



Ryc. 288.

301. Prawo Maxwella. Zwróćmy teraz uwagę nie na część obwodu (jak drut *AB* na ryc. 284), lecz na cały, zamknięty obwód, przewodzący prąd i umieszczony w polu magnetycznem. Dla prostoty przyjmijmy obwód prostokątny *ABCD* (ryc. 288), obracalny około osi *O* równoległej do jednej pary boków, a prostopadłej do linij pola magnetycznego *H* (oznaczonych linjami kreskowanemi). Niechaj płaszczyzna obwodu zajmuje zpoczątku położenie *ABCD* równoległe do linij magnetycznych; w takiem położeniu żadna linja magnetyczna nie przechodzi przez jego objęcie.

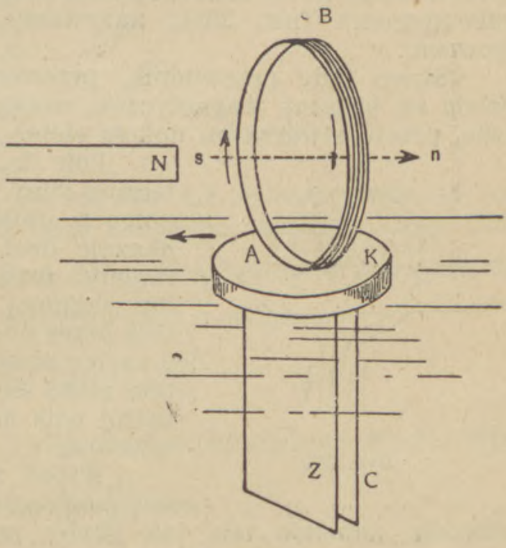
Stosując znaną regułę kierunkową, przekonamy się, że na bok *CD* działa siła elektrodynamiczna *F* ku przodowi, na *AB* druga, tamtej równa, w kierunku przeciwnym. Na boki *AD* i *BC* równoległe do linij magnetycznych nie działają żadne siły. Widać tedy, że pod działaniem tamtych dwu sił obwód obróci się i ustawi się płaszczyzną swoją prostopadle do linij magnetycznych; zajmie położenie równowagi trwałej $A' B' C' D'$.

Uogólniając ten przykład, wypowiemy następujące prawo (Maxwella): *zamknięty obwód, przewodzący stały prąd elektryczny, umieszczony w polu magnetycznem, usiłuje, pod wpływem działających nań sił elektrodynamicznych, zająć to położenie, w którem objęta przezeń liczba linij magnetycznych jest możliwie największa.*

Obwód taki mógłby jednak obracać się w jedną lub drugą stronę. Ryc. 288 pomoże nam określić kierunek, w którym on rzeczywiście się obróci. Wykreślmy prostą *SN prostopadłą* do płaszczyzny obwodu. Naznaczmy na niej kierunek — wskazany strzałką na rycinie — taki, iżby oko patrzące na obwód w kierunku tej strzałki dostrzegało krążenie prądu *w kierunku obrotu wskazówek zegara;* kierunek taki krążenia nazywać będziemy *dodatnim.* Prostą *SN*, określoną w ten sposób co do kierunku, nazwiemy *osią* obwodu.

Dostrzeżemy teraz, z pomocą ryc. 288, że oś obwodu usiłuje ustawić się *równolegle* do linij pola, a więc tak, żeby strzałka na osi i strzałki na linjach magnetycznych wskazywały w tę samą stronę.

W opisanem tu doświadczeniu zawartą jest teorja znanego nam galwanometru o ruchomej cewce (ryc. 251).



Ryc. 289.

Działanie magnesów na obwód ruchomy objaśnia też dobrze doświadczenie znane pod nazwą „ogniwa pływającego". W wanience napełnionej wodą zakwaszoną, przytwierdzone do korkowego krążka *K* (ryc. 289), pływają dwie blachy *Z* i *C*, cynkowa i miedziana, stanowiące ogniwo Volty. Jego bieguny połączone są z końcami drutu izolowanego, owiniętego kilkanaście razy około ramki *AB*, osadzonej również na

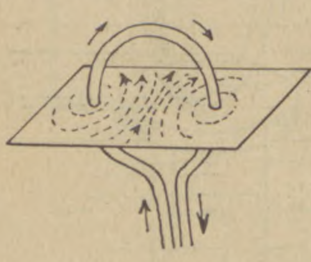
tym korku. Zauważymy przedewszystkiem, że ten obwód pływający zachowuje się podobnie, jak igła magnesowa; ustawia się w określonem położeniu względem stron świata, mianowicie *oś* obwodu wskazuje ku północy, a płaszczyzna jego staje prostopadle do południka magnetycznego; w tem położeniu bowiem obwód obejmuje największą liczbę linij magnetycznych ziemskich.

Magnes stalowy, zbliżony biegunem północnym *N*, *przyciąga* ku sobie tę stronę obwodu pływającego, którą prąd okrąża w kierunku dodatnim (w kierunku obrotu wskazówek zegara); *odpycha* przeciwną, słowem obwód taki *zachowuje się zupełnie podobnie jak magnes*, przetknięty przezeń, równoległy do „osi" *sn* obwodu.

302. Siły elektromagnetyczne. Pole magnetyczne prądów. Skoro obwód, przewodzący prąd elektryczny, doznaje ze strony magnesów zewnętrznych takich działań, jakimby podlegał magnes przetknięty przezeń, równolegle do jego osi, przeto nawzajem — w myśl prawa reakcji — obwód taki musi też wywierać działania dynamiczne na magnesy zewnętrzne. Obwód ogniwa pływającego (ryc. 289) jest przyciągany lub odpychany przez biegun *N* magnesu. Nawzajem, gdybyśmy przytrzymali obwód, a uczynili biegun ruchomym, byłby on przyciągany lub odpychany przez obwód. Ta strona obwodu, którą prąd okrąża w kierunku obrotu wskazówek zegara, działa w tym względzie jak biegun południowy magnesu (ryc. 288 albo 289); przeciwna, jak północny.

Siły te, wywierane przez elektryczność poruszającą się, czyto unoszoną, czy przewodzoną, na bieguny magnetyczne, spotykaliśmy już w doświadczeniu *Rowlanda* (ust. 254) i w teorji galwanometru (ust. 258); nazywamy je *siłami elektromagnetycznemi.*

Skoro tedy przewodnik, przewodzący prąd elektryczny, działa na bieguny magnetyczne, znajdujące się w jego sąsiedztwie, przeto stwarza on dokoła siebie *pole magnetyczne.*

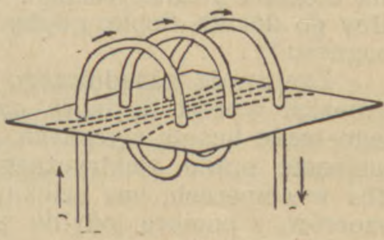


Ryc. 290.

Pole to, o ile prąd jest dostatecznie silny, można uwidocznić zapomocą opiłek żelaznych. Ryc. 290 okazuje drut wygięty w koło i przetknięty przez dwa otwory w szybie szklanej albo w kartce kartonu. Gdy przez drut przepuścimy silny prąd, a kartkę obsiejemy opiłkami żelaznemi, one ułożą się w linje, przedstawiające ustrój pola magnetycznego, które prąd wywołał.

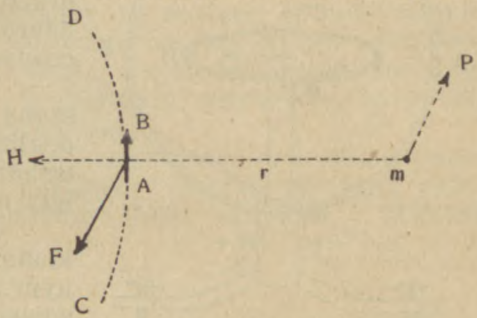
Widać, że pęki tych linij wchodzą w przednią, wychodzą z tylnej strony obwodu, zupełnie tak, jak gdyby przednia była południowo, tylna północnie magnetyczną. *One idą jednak nieprzerwanie przez objęcie obwodu i, okalając drut, tworzą zamknięte w sobie obwody.*

Ryc. 291 okazuje drut zwinięty w spiralną — jak gdyby szereg obwodów ustawionych jeden za drugim. Pola ich zlewają się, jak widać, przez co powstaje silne skupienie linij magnetycznych, przebiegających prostolinijnym niemal pękiem przez wnętrze spiralnej.



Ryc. 291.

303. Prawo Biota i Savarta. Busola stycznych. Opierając się na pewnych doświadczeniach Biota i Savarta, Laplace podał pierwszy prawo, któremu podlegają siły elektromagnetyczne. Można wyprowadzić je wprost ze znanego nam już prawa sił elektrodynamicznych. Odcinek *AB* (ryc. 292) wyobraża krótki kawałek drutu (cząstkę obwodu *CD*), przewodzący prąd o natężeniu *i* amperów w kierunku oznaczonym strzałką. Opodal, w odległości *r* centymetrów, na linji prostopadłej (przypuśćmy) do *AB*, znajduje się biegun magnetyczny, zawierający *m* jednostek bezwzględnych magnetyzmu. Jak wielką jest i w jakim kierunku działa siła elektromagnetyczna, którą uważana cząstka *AB* obwodu wywiera na *m*?



Ryc. 292.

Uważamy naprzód działanie elektrodynamiczne pola magnetycznego, otaczającego biegun *m*, na cząstkę *AB* obwodu. Pole to jest skierowane od *m* ku *AB*, jego natężenie, według prawa Coulomba, wynosi $H = \frac{m}{r^2}$. Drut *AB* podlega zatem w tem polu sile (skierowanej na rycinie ku przodowi) o natężeniu

$$F = \frac{1}{10} Hli = \frac{1}{10} \frac{mli}{r^2}.$$

Tyleż wynosi reakcja, t. j. siła elektromagnetyczna $P = F$, a więc

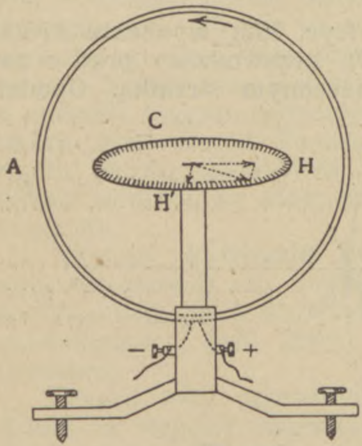
$$P = \frac{1}{10} \frac{mli}{r^2} dyn.$$

Kierunek jej, tamtemu przeciwny (poza płaszczyznę ryciny), wskazuje znana nam już (ust. 254) reguła Ampèra. Gdyby *m* był biegunem ujemnym (południowym), jego pole, tudzież dzia-

łająca nań siła elektromagnetyczna, byłyby obrócone w przeciwną stronę.

Przewodnik prądu, jak widać, nie przyciąga ani nie odpycha bieguna magnetycznego, działa nań siłą poprzeczną; kręciłby go dokoła siebie, gdyby jeden biegun dał się oderwać od magnesu *).

Znajomość zasadniczego prawa sił elektromagnetycznych prowadzi wprost do teorji *galwanometru bezwzględnego*, zwanego także busolą stycznych. Jest to galwanometr wskazujący natężenie prądu elektrycznego w jednostkach bezwzględnych, albo w amperach, bez uciekania się do jakichkolwiek gotowych wzorców, z pomocą jedynie podziałki centymetrowej, ciężarka gramowego i zegaru.



Ryc. 293.

Jest to pionowa obręcz AB (ryc. 293) obtoczona w dokładne koło, o promieniu odmierzonym R centymetrów, owinięte n razy drutem izolowanym, którego końce doprowadzone są do spinek oznaczonych na rycinie znakami + i —. W środku obręczy zawieszona jest mała igła magnesowa, deklinacyjna, opatrzona lekką wskazówką, wskazującą położenie igły na podziałce kątowej C.

Obręcz należy ustawić dokładnie w południku magnetycznym miejsca spostrzeżeń; wskazówka wskazuje wtenczas na zero. Skoro jednak przepuścimy przez drut prąd elektryczny o natężeniu (szukanem) i amperów, wtedy obok składowej poziomej H pola magnetycznego ziemskiego, które dotąd samo utrzymywało igłę w równowadze, wystąpi pole elektromagnetyczne prądu, którego natężenie oznaczymy przez H'. Tamto jest równoległe, to zaś prostopadłe do płaszczyzny obręczy. Igła odchyli się z położenia pierwotnego o pewien kąt φ i ustawi się w kierunku wypadkowej obu pól H i H'. Będzie zatem $tg\varphi = \frac{H'}{H}$.

Z pomocą powyższego wzoru Biota i Savarta obliczymy z łatwością natężenie pola H' w punkcie środkowym obręczy. Położymy tam $m = 1$, $l = n \,.\, 2\pi R$ (suma długości wszystkich

*) Gdyby linja łącząca r zawierała z drutem AB kąt α różny od prostego, wtedy, jak wiemy, byłoby $F = \frac{1}{10} HLi \sin \alpha$, zatem także $P = \frac{1}{10} \frac{mli}{r^2} \,.\, \sin \alpha$.

cząstek drutu, a więc całkowita jego długość); wypadnie wtedy $H' = \frac{1}{10} n \,.\, 2\pi R \,.\, \frac{i}{R^2}$, skąd dalej $tg\varphi = \frac{1}{10} n \,.\, 2\pi R \,.\, \frac{i}{HR^2}$ i nakoniec

$$i = \frac{5RH}{n\pi} \, tg\varphi \text{ amperów.}$$

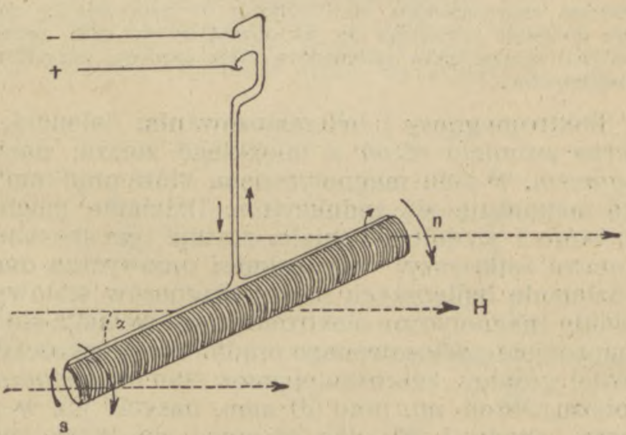
Pozyskawszy tą drogą sposób bezwzględnego pomiaru prądów, zrozumiemy, w zasadzie przynajmniej, jak się cechuje ampermetry i t. p. tak, iż przyrządy te wykonane w Warszawie, czy w Paryżu, czy w Londynie, niezależnie od siebie, jednakże zgadzają się z sobą.

Przykład: Składowa pozioma pola magnetycznego ziemi w miejscu spostrzeżeń wynosiła 0,207 gaussów; promień busoli 10 *cm*, liczba obwodów drutu 40 Obliczyć natężenie prądu, który odchylił igłę o 44°.

Odp.: $i = \frac{5 \,.\, 10 \,.\, 0.207}{40 \,.\, 3{,}1416} \,.\, tg\, 44^0 = 0{,}0795$ amp.

304. Solenoid. Przekonaliśmy się dopiero, że pole magnetyczne prądu krążącego po obwodzie obręczy zostaje n-krotnie wzmocnionem, gdy zamiast jednym owiniemy obręcz, raz koło razu, n obwodami drutu — w założeniu oczywiście, że w obu razach prąd ma toż samo natężenie.

Podobnież, jeżeli obwody te uszykujemy obok siebie, jeden za drugim, jak na ryc. 294 uzyskamy dłuższą rurowatą przestrzeń, w której linje magnetyczne będą skupione i utworzą



Ryc. 294.

silne jednostajne pole. Rura taka z drzewa, szkła, mosiądzu albo innego niemagnetycznego materjału, owinięta na całej długości

obwodami drutu izolowanego, w jednej lub w kilku warstwach, nazywa się *solenoidem*.

Zasilony prądem elektrycznym solenoid działa nazewnątrz i zachowuje się zupełnie jak sztaba magnetyczna: jednym końcem linje magnetyczne wchodzą weń, drugim (północnym) wychodzą. Przyciąga albo odpycha końcami bieguny igły magnesowej. Zawieszony swobodnie, jak okazuje ryc. 294, ustawia się na podobieństwo igły kompasu w południku magnetycznym (*H*). Wychylony zeń o kąt α, wraca doń po pewnej ilości wahnięć.

Różni się jednak od magnesu stalowego tem, że wnętrze jego jest puste. Można tedy różne ciała wprowadać do wnętrza solenoidu i poddawać je działaniu istniejącego tam pola magnetycznego. Solenoid ustawiony pionowo, nad którym zawieszono, np. na sprężynie, sztabę żelazną, wciągnie ją natychmiast do wnętrza, skoro przepuścimy przez drut prąd elektryczny.

Natężenie pola magnetycznego we wnętrzu solenoidu jest oczywiście proporcjonalne do natężenia i prądu krążącego w drucie. Obok tego jest proporcjonalne do liczby n obwodów nawiniętego na rurze drutu. Ogółem tedy jest proporcjonalne do iloczynu ni, zwanego *liczbą amperów nawiniętych*.

Teorja molekularna magnetyzmu. Podobieństwo działania solenoidów do działania magnesów nasunęło już Ampèrowi (r. 1822) myśl, że magnetyzm można wytłumaczyć krążeniem prądów elektrycznych w najdrobniejszych cząsteczkach materjału namagnesowanego. Myśl ta godzi się wybornie z teorją elektryczną materji. Wystarczy przyjąć, że elektrony, znajdujące się np. w atomach stali, krążą nieustannie po malutkich zamkniętych obwodach. Podczas magnesowania stali obwody te ustawiają się mniejwięcej równolegle do siebie (obracając się, jak obwód na ryc. 288), przez co tworzy się w stali wiązka jakby solenoidów, która pozoruje wszystkie jej własności magnetyczne.

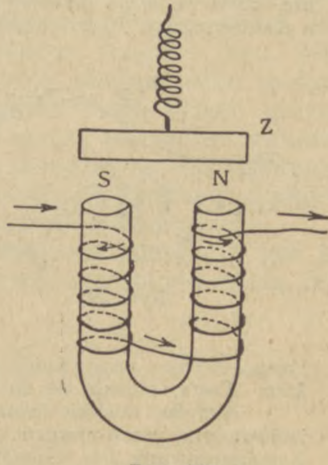
305. Elektromagnesy i ich zastosowania. Solenoid, w którego wnętrze wsunięto *rdzeń* z miękkiego żelaza, nazywa się *elektromagnesem*. W polu magnetycznem, które prąd tam wytwarza, żelazo magnesuje się indukcyjnie. Działanie magnetyczne solenoidu, które i przedtem istniało, zostaje tym sposobem znakomicie (nawet setki razy) wzmocnione; przewyższa ono wtedy znacznie działanie najlepszych nawet magnesów stalowych.

Działanie magnetyczne elektromagnesu wzmaga się w ogólności z natężeniem zastosowanego prądu. Nie przekroczy jednak nigdy pewnej granicy, zakreślonej przez stan *magnetycznego nasycenia* żelaza. Jeżeli np. prąd 10 amp. nasycił już w przybliżeniu żelazo, wtedy i 20 albo 30 amp. nie dadzą już wiele większego skutku.

Najpospolitszy, podkowiasty kształt elektromagnesu (ryc. 295) otrzymamy, wyobraziwszy sobie, że solenoid prosty, razem z nawojem i rdzeniem, zgięto w podkowę. Żelazna zwora *Z*, utrzymywana przez sprężynę w pewnej odległości od biegu-

nów, będzie natychmiast przyciągniętą, gdy przepuścimy prąd przez zwoje; odskoczy równie nagle, gdy go przerwiemy.

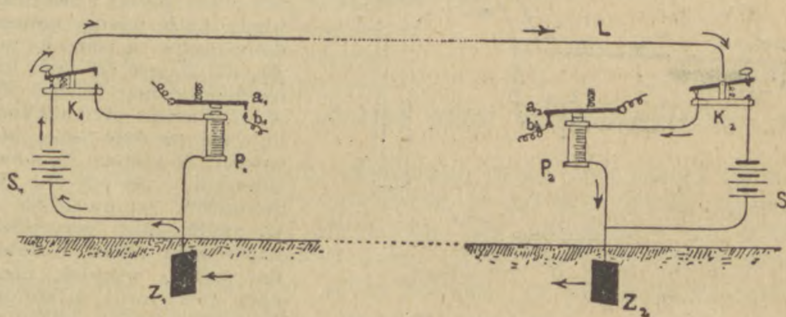
Dobór nawoju elektromagnesu zależy od elektrycznego oporu źródła prądu, jakiem rozporządzamy. Jeżeli opór ten jest mały (np. baterja akumulatorów przyłączona krótkiemi drutami), wtedy wskazanem będzie osiągnąć potrzebną liczbę amperów nawiniętych zapomocą drutu grubego, znoszącego dobrze prąd silny, w niewielkiej liczbie obwodów. Na linjach telegraficznych używa się znowu elektromagnesów o nawoju cienkim, w znacznej liczbie obwodów. Opór tego drutu, wobec znacznego już oporu linji, wchodzi wtedy mniej w rachubę, liczba obwodów zaś wynagradza słabość prądu.



Ryc. 295.

Elektromagnesów używa się wszędzie, gdzie zależy na uzyskaniu silnych pól magnetycznych, np. w motorach elektrycznych (jak *NS* na ryc. 287), prądnicach dynamoelektrycznych (ust. 310) i t. p.

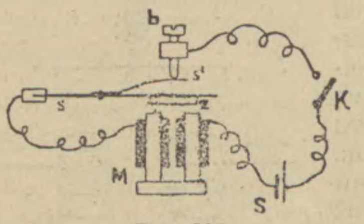
Najważniejszem jednak zastosowaniem ich w życiu społecznem jest *telegraf elektromagnetyczny*. Zamknięciu obwodu baterji galwanicznej na jednej stacji odpowiada natychmiast przyciągnięcie zwory żelaznej elektromagnesu na stacji drugiej, choćby setki kilometrów odległej. Stąd możność przesyłania sygnałów porozumiewawczych, a zapomocą sygnałów umówionych przesyłanie telegramów (sygnały krótkie i długie t. zw. kropki i kreski, z których stosownej kombinacji układa się alfabet). Ryc. 296 daje dosta-



Ryc. 296.

teczne wyobrażenie o urządzeniu i połączeniu dwu stacyj. S_1 i S_2 oznaczają baterje galwaniczne, po kilkadziesiąt ogniw typu Daniella; P_1, P_2 są elektromagnesy, a_1, a_2 ich zwory: K_1, K_2 metalowe klucze do zamykania i prze-

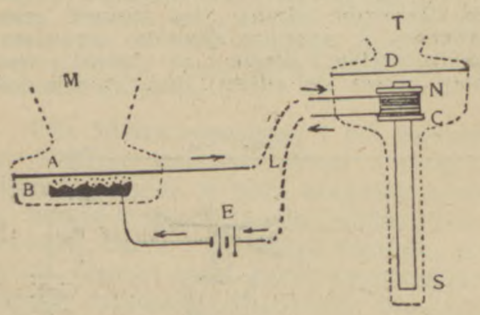
rywania obwodu jednej lub drugiej baterji. Obwód składa się, w głównej rzeczy, z jednego (wspólnego) drutu *L*, łączącego obie stacje, t. zw. *linji*, rozpiętego na porcelanowych izolatorach, przytwierdzonych do drewnianych masztów i z drogi powrotnej przez wilgotne warstwy ziemi, do której prąd dostaje się przez dwie zakopane głęboko płyty miedziane Z_1 i Z_2. Skutek naciśnięcia jednego lub drugiego klucza czytelnik wyśledzi łatwo na rycinie, która wskazuje przebieg prądu wtedy, gdy klucz K_1 przesyła telegram, a elektromagnes P_2 go odbiera.



Ryc. 297.

Do porozumiewania się służy również zwyczajny *dzwonek elektryczny* domowy, którego część elektryczną wyobraża ryc. 297. Elektromagnes *M* przyciąga żelazną zworę *z*, przytwierdzoną do sprężyny stalowej *s*. Wtedy atoli przerywa się prąd, który idzie od śrubki nieruchomej *b*, przez sprężynkę pomocniczą *s'*, do tej właśnie sprężyny *s*. Zwora odskakuje tedy, *s'* przylega ponownie do *b* i t. d. Stąd głośne terczenie, które można wzmocnić przez przystawienie dzwonka do młoteczka złączonego ze zworą. Automatyczne, szybkie przerywanie prądu, jakie daje przyrządzik ten, zwany *młotkiem Neefa*, stosuje się do innych celów (p. cewka indukcyjna, ust. 315).

Nietylko miękkie żelazo, lecz i magnesy stalowe, owinięte drutem izolowanym, przewodzącym prąd, podlegają jego działaniu magnesującemu. Namagnesowanie ich wzmaga się, gdy prąd okrąża oś magnesu w kierunku dodatnim; przeciwnie skierowany osłabia je. Na tej zasadzie polega urządzenie *telefonu*, zapomocą którego można przesyłać na odległość już nie umówione sygnały tylko, lecz wprost mowę ludzką, ze wszystkiemi jej odcieniami, muzykę, śpiew i t. d. Przyrząd składa się z dwu części; z *mikrofonu M* (ryc. 298) na stacji mówiącej i właściwego telefonu czyli *słuchawki T* na stacji słuchającej. Obie stacje połączone są linją izolowaną *L*. W skład mikrofonu wchodzą dwie płytki z twardego węgla *A* i *B*, między któremi umieszczone są ziarenka węgla, dotykające się dość luźnie między sobą, tudzież płyt *A* i *B*. Cieńsza płytka *A* znajduje się na dnie lejka głosowego, do którego się mówi. Uderzenia perjodyczne fal głosowych wprowadzają ją w spółdrganie, przyciskają naprzemian silniej i słabiej do ziaren, wskutek czego opór elektryczny mikrofonu ulega perjodycznym wahaniom. Natężenie prądu elektrycznego baterji *E*, przechodzącego przez mikrofon, waha się tedy perjodycznie, w rytmie odpowiadającym ściśle drganiom głosowym. Tenże sam prąd przechodzi przez cewkę *C*, osadzoną na końcu stalowego magnesu *NS*, wchodzącego w skład słuchawki *T*. Podatna blaszka żelazna *D*, umocowana tuż nad biegunem magnesu jest naprzemian silniej i słabiej przez magnes przyciąganą. Odpowiednio do wahań prądu wykonywa ona zatem drgania, naśladujące wier-

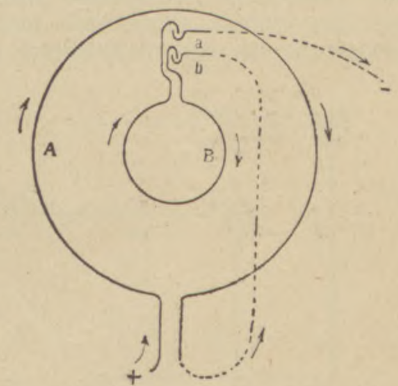


Ryc. 298.

nie ruchy płytki *A*, co do częstości i co do formy drgania. One są źródłem fal głosowych w powietrzu, które dostaje się do ucha przyłożonego do słuchawki*).

306. Działania wzajemne, elektrodynamiczne, przewodników prądu. Elektrodynamometr. Skoro obwód przewodzący prąd elektryczny ulega w polu magnetycznem takim siłom, jakimby ulegał równoważny temu obwodowi magnes (ryc. 288, 289) — skoro, z drugiej strony, to pole magnetyczne można wywołać drugim obwodem przewodzącym prąd, przeto zrozumiałem będzie, że takie dwa obwody muszą wywierać wzajem na siebie również pewne siły. Na tej zasadzie polega działanie ważnego narzędzia używanego w pewnych przypadkach do mierzenia prądów elektrycznych, t. zw. *elektrodynamometru.*

Można powiedzieć krótko, że elektrodynamometr jest to galwanometr, w którym igłę magnesową zastąpiono małą ruchomą cewką, owiniętą drutem przewodzącym prąd. Nie przyrząd sam, lecz zasadę jego działania objaśni nam ryc. 299. *A* oznacza cewkę stałą, *B* cewkę ruchomą, którą zasila się prądem przez kubki *a* i *b* napełnione rtęcią (w przypadkach używanych do pomiarów cewka ta jest zawieszona na dwu drutach, które służą jednocześnie do wprowadzania prądu). Jeżeli płaszczyznę cewki *B* ustawimy z początku *prostopadle* do płaszczyzny cewki *A*, to będzie to znaczyło, jak gdybyśmy magnes równoważny cewce *B* zawiesili równolegle do płaszczyzny cewki *A* — jak się to istotnie czyni w galwanometrze albo w busoli stycznych.



Ryc. 299.

Pod wpływem prądu płynącego przez obie cewki ruchoma obróci się i zajmie takie położenie, iż *osi* obu cewek staną się równoległemi (w busoli stycznych igła ustawiłaby się prostopadle do płaszczyzny cewki stałej, gdyby nie wpływ jednoczesny magnetyzmu ziemskiego, który zresztą i w obecnym przypadku nie jest bez znaczenia).

Gdybyśmy zmienili kierunek prądu *tylko* w cewce ruchomej, wtedy ona odchyliłaby się w przeciwną stronę (jakby igła

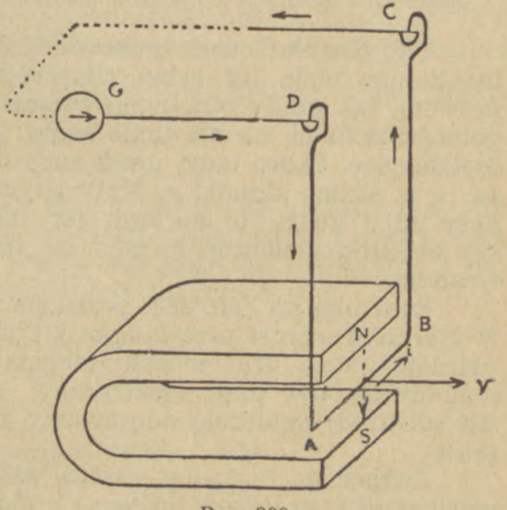
*) Przed wprowadzeniem do linji transformuje się zazwyczaj wahający się prąd mikrofonu na wyższe napięcie (ust. 315), co jest konieczne, gdy opór linji jest znaczny.

w busoli, przemagnesowana odwrotnie). Natomiast zmiana kierunku prądu *w obu* cewkach nie zmieni kierunku odchylenia. Stąd pochodzi, że elektrodynamometru można używać do wykazania i mierzenia prądów, które płyną w szybkiem następstwie, naprzemian w jedną i drugą stronę, t. zw. *prądów przemiennych*. Na galwanometr zwyczajny prądy takie, o ile częstość zmian kierunku jest bardzo znaczna, nie działałyby wcale.

ROZDZIAŁ V.

Indukcja magnetoelektryczna.

307. **Indukcja przez ruch przewodnika w polu magnetycznem.** W r. 1831 Faraday dokonał jednego z największych swych odkryć, które, obok wielkiej doniosłości naukowej, stało się w dalszym rozwoju zawiązkiem doniosłych zastosowań technicznych elektryczności. Znalazł mianowicie sposób otrzymywania prądów elektrycznych bez pomocy ogniw, a jedynie kosztem pracy mechanicznej. Fakt zasadniczy z tej dziedziny okażemy tym samym przyrządem, który służył nam poprzednio (ryc. 284) do wykazania sił elektrodynamicznych. Wyłączmy baterję galwaniczną z obwodu *ABCGD* drutu ruchomego między biegunami *N* i *S* magnesu, zostawmy tylko galwanometr, jak na ryc. 300. Poruszając drut *AB* w prawo lub lewo, w polu magnetycznem magnesu, sprawdzimy natychmiast, że wszelki ruch tego przewodnika, w którym on porusza się *napoprzek* przez pole czyli, jak się mówi, w którym on *przecina linje magnetyczne*, wzbudza w nim siłę elektromotoryczną, wytwarzającą t. zw. *prąd indukcyjny*.



Ryc. 300.

Ruch drutu *AB* w prawo, w kierunku strzałki *v* (ryc. 300) wytworzy prąd w kierunku od *A* ku *B*; ruch w lewo, prąd przeciwny. Kierunki te odwróciłyby się oba, gdybyśmy, odwróciwszy podkowę, zmienili kierunek pola magnetycznego *H*.

Kierunek prądu indukcyjnego wskaże nam, we wszystkich przypadkach, następująca reguła: *człowiek poruszający się głową naprzód razem z przewodnikiem ruchomym (AB), patrzący w kierunku pola magnetycznego* (od *N* ku *S*), *wskaże „lewą“ ręką kierunek prądu indukcyjnego.*

Prądy te są krótkotrwałe, ustają, gdy drut wyjdzie z pola. Poruszając drut na prawo i lewo, na podobieństwo wahadła, otrzymalibyśmy prądy zmieniające perjodycznie kierunek, prądy *przemienne.*

Gdyby za czasów Faradaya znaną była teorja elektrycznej budowy materji i prawa sił magnetoelektrycznych (ust. 256), zjawisko opisane możnaby było naprzód przepowiedzieć. Wszakże w przewodniku *AB* znajdują się elektrony swobodnie ruchome. Ilekroć poruszamy je napoprzek przez pole magnetyczne, np. w kierunku oznaczonym na rycinie literą *v*, budzi się *siła magnetoelektryczna*, która pędzi te naboje *wzdłuż* drutu, od *B* ku *A* jeśli są ujemne, albo od *A* ku *B*, jeśli dodatnie; wynika to z reguły kierunkowej podanej w ust. 256, która jest identyczna z regułą wypowiedzianą przed chwilą. Działanie wzbudzające prądy indukcyjne jest zatem toż samo, jak np. działanie uginające promienie katodowe w polu magnetycznem. Łatwo też przewidzieć, że indukcji magnetoelektrycznej podlegać będą także izolatory. W nich nie powstanie jednakże prąd, lecz tylko lekkie przesunięcie dodatnich i ujemnych składników atomów, w kierunkach przeciwnych.

308. Reguła Lenza. Hamowanie elektromagnetyczne. Prądy indukcyjne mają też same własności i podlegają tym samym prawom, jak prądy otrzymane z ogniw galwanicznych. W szczególności działają na nie takie same, jak na tamte, siły elektrodynamiczne. Skoro tedy, przez ruch drutu *AB* (ryc. 300), dajmy na to w stronę strzałki *v*, wytworzymy prąd indukcyjny *i*, płynący od *A* ku *B*, to na drut ten działać będzie niezwłocznie siła elektrodynamiczna *F*, gdyż on znajduje się w polu magnetycznem.

Rzut oka na ryc. 284 przekona nas, że siła ta *F* działa w kierunku *wprost przeciwnym* kierunkowi *v* ruchu drutu. Poruszając zatem drut w polu magnetycznem, tak, iżby w nim indukowany był prąd elektryczny, musimy przezwyciężać tę siłę elektrodynamiczną, odczuwamy opór, musimy *wykonywać pracę.*

Zwraca na to uwagę reguła wskazana przez Lenza: *ruch przewodnika względem magnesu wzbudza prąd indukcyjny w takim zawsze kierunku, że oddziaływanie elektrodynamiczne magnesu na prąd usiłuje ruch przewodnika zahamować.*

Reguła ta jest koniecznym wnioskiem z prawa zachowania energji. Wszakże prądów indukcyjnych, o ile są dość silne, można użyć do świecenia lamp elektrycznych, do poruszania motorów, słowem one przedstawiają źródło energji. Ponieważ energji tej nie dostarcza ani magnes ani przewodnik, gdyż żadne z tych ciał nie zmienia się na trwałe ani nie wyczerpuje (jak się wyczerpują ogniwa dające prąd), przeto koniecznem jest,

żeby działanie tych prądów było okupione wydatkiem pracy mechanicznej. One *muszą* zatem mieć taki kierunek, żeby ich wytworzenie było połączone z *przezwyciężeniem* oporu.

Hamujące działanie magnesu na poruszające się w pobliżu przewodniki można okazać tymże samym przyrządem ryc. 300. Usunąwszy na bok magnes rozchwiejmy drut *AB*, żeby poruszał się na podobieństwo wahadła. Po założeniu magnesu zpowrotem wahania ustaną natychmiast (tego hamowania nie byłoby, gdyby obwód *ABCGD* był przerwany). Na podobnej zasadzie polegają hamulce elektromagnetyczne przy tramwajach elektrycznych. Podkowa magnetyczna wirująca w koło pociągnie za sobą kawałek miedzi osadzony na osi między jej biegunami i t. p.

309. Obliczenie siły elektromotorycznej indukowanej. Rozważmy ruch drutu *AB* (ryc. 300), którego długość oznaczymy przez l (centymetrów), w polu magnetycznem o natężeniu H gaussów, a więc w polu, w którem przez każdy centymetr kwadratowy przechodzi prostopadle *AH* linij magnetycznych.

Jeżeli w czasie t sekund drut przesunie się w bok, równolegle do siebie, o długość l' centymetrów, a natężenie indukowanego w nim prądu wynosi wtenczas i amperów, natenczas wykonaliśmy podczas tego przesunięcia pewną pracę ($= Fl'$), celem przezwyciężenia siły elektrodynamicznej F, opierającej się temu przesunięciu. Praca ta wynosi (ust. 298) $\frac{1}{10}\, ll'Hi$ ergów albo $\frac{1}{10^8}\, ll'Hi$ joule'ów.

Kosztem tej pracy dokonywa się praca elektryczna siły elektromotorycznej S (woltów), jaka przez ruch drutu została w nim indukowaną. Ona wynosi Sit joule'ów (ust. 287). Z porównania obu tych prac otrzymamy natychmiast

$$S = \frac{1}{10^8}\,\frac{ll'H}{t} \text{ woltów}$$

albo

$$S = \frac{1}{10^8}\, lvH \text{ woltów}, \ldots 1)$$

jeżeli przez $v = \frac{l'}{t}$ oznaczymy prędkość, z jaką drut porusza się przez pole. *Siła elektromotoryczna indukowana w przewodniku poruszającym się w polu magnetycznem jest tedy wprost proporcjonalna do prędkości tego ruchu.*

Zważmy jeszcze, że iloczyn $ll'H$ równa się $\frac{n}{A}$, w czem n wyraża liczbę linij magnetycznych przeciętych przez drut w jego przesunięciu (por. ust. 298). Możemy zatem napisać

$$S = \frac{1}{10^8} \frac{n}{At}; \ldots 2)$$

$\frac{n}{t}$ jest liczbą linij „przecinanych“ na sekundę.

Siła elektromotoryczna indukcji jest zatem proporcjonalna do szybkości przecinania linij magnetycznych przez drut, poruszający się w polu.

Jeżeli przyjmiemy, że wartość liczbowa spółczynnika A jest równa jedności (por. ust. 298), wówczas równanie 2) możemy wyrazić jak następuje: ***wartość liczbowa siły elektromotorycznej wyrażonej w woltach równa się liczbie linij magnetycznych przecinanych na sekundę przez drut poruszający się w polu, podzielonej przez sto miljonów*).***

Widzimy więc, że im szybciej, im naglej przesuniemy drut w polu, tem silniejszy otrzymamy prąd indukcyjny; co prawda tem krótszem będzie jego trwanie.

310. Prądnice stałe. Przyrządu przedstawionego na ryc. 284 i 300 używaliśmy w dwojakim celu: zasilany prądem z zewnątrz wytwarza on ruch i wykonywa pracę (ryc. 284); poruszany zewnątrz siłą pobiera pracę, a wytwarza prąd elektryczny (ryc. 300). Można powiedzieć, że w pierwszym przypadku on działa jako motor elektryczny, w drugim, jako źródło prądu.

Istotnie, każdy motor elektryczny, użyty nawspak, t. j. zasilany zzewnątrz pracą, staje się źródłem siły elektromotorycznej, którą pole magnetyczne indukuje w nawoju wirującego twornika, staje się *prądnicą*. Tak nazywamy potężne źródła prądu stosowane w przemyśle, wytwarzające pracę elektryczną kosztem mechanicznej.

Weźmy np. na uwagę przyrząd wyobrażony na ryc. 287. Połączmy jego oś obrotu za pomocą pasa P z jakimkolwiek motorem mechanicznym lub cieplnym (turbina, machina parowa). Wyłączmy z obwodu jego twornika baterję S_0, a natomiast wstawmy tam np. lampy elektryczne albo motory albo inne jakie urządzenia, potrzebujące prądu.

Dostrzeżemy łatwo, że podczas wirowania twornika, druty leżące na jego pobocznicy, przecinać będą linje magnetyczne magnesu lub elektromagnesu NS; najwydatniej te, które leżą na średnicy poziomej, a więc 2 i 2' po prawej i po lewej stronie. Przez miotełki A i K, ocierające się o beleczki a i d kolektora, prądy te dostają się do obwodu zewnętrznego. Po chwili miejsce drutów 2 i 2' zajmą takież same druty 1 i 1'; do miotełek przylgną beleczki f i c. Stan rzeczy pozostaje zatem nie-

---

*) Gdyby linja ruchu l' drutu, prostopadłego do pola, zawierała z linjami magnetycznemi kąt φ, wtedy praca wynosiłaby tylko Fl' sin φ. Liczba przeciętych linij zmniejszyłaby się jednak również do $ll'HA$ sin φ, tak, iż twierdzenie byłoby i w tym razie ważnem.

zmieniony, przez obwód zewnętrzny płynie prąd elektryczny, wciąż w tym samym kierunku.

Zastosowanie reguły kierunkowej prądów indukcyjnych przekona nas jednak, że przy tym kierunku wirowania twornika, jaki zaznaczają na rycinie strzałki łukowate, kierunek prądów indukcyjnych będzie *wprost przeciwny* temu, jaki zaznaczono na tej rycinie, mającej objaśnić działanie tego samego przyrządu jako motoru. Tak też być powinno; tam on wytwarzał pracę, tutaj ją pobiera. Machina parowa musi energicznie pracować, obracając twornik, gdyż pokonywa elektrodynamiczną reakcję magnesu.

W r. 1867 Siemens ulepszył znakomicie budowę prądnic, przez odkrycie t. zw. *zasady dynamoelektrycznej*. Jeżeli pola *NS* dostarcza elektromagnes, to nie potrzeba wcale oddzielnego źródła prądu do jego zasilania. Wprowadza się po prostu w cewki elektromagnesu prąd odbierany z miotełek twornika — w całości albo tylko jako odgałęzienie od obwodu użytkowego. W pierwszej chwili otrzymuje się wprawdzie prąd słaby, indukowany przez resztkę magnetyzmu, jaka w żelaznych rdzeniach elektromagnesu zawsze się znajdzie. Natychmiast jednak prąd ten wzmocni elektromagnes; wzmocnione pole wyda wzamian mocniejszy prąd i t. d. Działanie machiny wzmacnia się tedy automatycznie, dopóki następujące rychło nasycenie rdzeni nie położy kresu temu wzrostowi.

311. Prawo Faradaya. Weźmy teraz na uwagę nie jedną część obwodu (jak drut *AB* na ryc. 300), lecz cały obwód druciany, poruszający się w polu magnetycznem (jak *ABCD* na ryc. 288). Przypuszczam, że płaszczyzna obwodu (ryc. 288) leży pierwotnie równolegle do linij magnetycznych, tak, iż żadna z nich przez objęcie obwodu nie przechodzi. Następnie obracamy obwód nagłym ruchem w położenie *A'B'C'D'*, około osi *O* prostopadłej do linij pola, a równoległej do pary boków *AB* i *CD*; obydwa te boki przecinają wtedy linje magnetyczne.

Stosując do tych dwu boków, które jedynie wchodzą tu w rachubę, zasadnicze prawo indukcji (ust. 307), dostrzeżemy, że ruch ten wywołać musiał w obwodzie krótkotrwały prąd indukcyjny i to w kierunku *wprost przeciwnym* strzałkom naznaczonym na ryc. 288, t. j. w kierunku przeciwnym temu prądowi, któryby ten sam ruch obwodu wywołał swem działaniem elektrodynamicznem.

Ruch wsteczny do położenia pierwotnego *ABCD* wytworzy drugi prąd indukcyjny, w odwrotnym kierunku. Kształt prostokątny obwodu, wybrany tu dla prostoty objaśnienia, niema znaczenia istotnego.

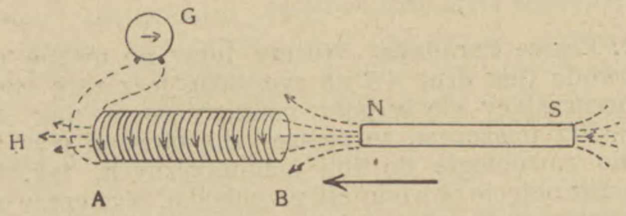
Z przykładu tego wysnuwamy następujące prawo ogólne (Faradaya): *ilekroć obwód zamknięty porusza się w polu magnetycznem w taki sposób, iż liczba objętych nim linij magnetycznych zmienia się* (wzrasta lub ubywa), *otrzymujemy w obwodzie prąd indukcyjny.*

Kierunek prądu wytworzonego tym sposobem w obwodzie

ruchomym nazwiemy „dodatnim“ lub „ujemnym“, zależnie od tego, czy oko patrzące na obwód *w kierunku linij magnetycznych* (od *N* ku *S*) dostrzega krążenie prądu w kierunku obrotu wskazówek zegarowych, czy w przeciwnym. Z ryc. 288 (z odpowiednio odwróconemi strzałkami prądu) wyczytamy wtedy następującą regułę: ***zwiększenie liczby linij magnetycznych przechodzących przez obwód indukuje prąd w kierunku ujemnym, ubytek w kierunku dodatnim.***

312. Indukcja przez ruch magnesu. Przypuszczam, że pole magnetyczne, o którem była mowa w poprzednim ustępie, jest wytworzone przez magnes albo elektromagnes albo nawet tylko przez inny obwód, zasilany prądem elektrycznym. Wtedy musi to być zupełnie obojętnem, czy obwód, w którym zamierzamy otrzymać prąd indukcyjny, porusza się obok tego magnesu, czy też naodwrót magnes porusza się obok obwodu, trzymanego nieruchomo.

Skoro zbliżę np. magnes *NS* (ryc. 301) do cewki albo solenoidu *AB*, biegunem północnym *N* naprzód, skutek będzie taki



Ryc. 301.

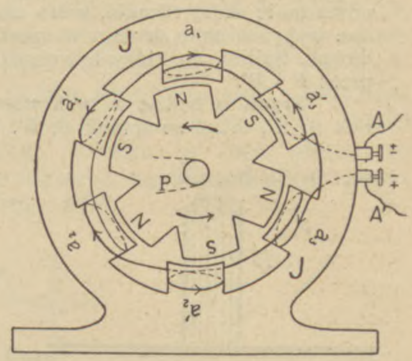
sam, jak gdybym do nieruchomego magnesu zbliżył cewkę: wzrost liczby linij objętych obwodem i chwilowy prąd indukcyjny w kierunku ujemnym. Oddalenie magnesu dałoby prąd w kierunku odwrotnym. Zbliżanie lub oddalanie południowego bieguna *S* miałoby skutek co do kierunku przeciwny temu, jaki daje północny (gdyż linje wychodzą z *N*, dążą ku *S*).

313. Wpływ liczby obwodów i rdzenia żelaznego. Tu jest miejsce na wskazanie wpływu *liczby obwodów* drutu nawiniętego na cewce. Wszystkie te obwody podlegają oczywiście wpływowi indukcyjnemu, wszystkie w tym samym kierunku. Im większą będzie ich liczba, tem większą będzie siła elektromotoryczna indukowana w całej cewce, gdyż siły elektromotoryczne indukowane w poszczególnych obwodach sumują się, jak siły elektromotoryczne ogniw spiętych rzędem w baterję.

Podobnież silne wzmożenie działania nastąpi, gdy do wnętrza cewki włożymy rdzeń żelazny. Żelazo bowiem magnesuje się i skupia w sobie linje magnetyczne, które bez niego omija-

łyby częściowo cewkę (ust. 228); odpowiednio do większej ich liczby otrzymuje się też, przy użyciu rdzenia, nierównie wyższe siły elektromotoryczne indukowane, aniżeli bez niego.

314. Prądnice przemienne. Ważne zastosowanie techniczne powyższego doświadczenia objaśnia ryc. 302. Na żelaznych rdzeniach a_1, a'_1, a_2, a'_2..., osadzonych na wewnętrznej stronie kolistego żelaznego jarzma J, nawinięte są zwoje drutu izolowanego, na sąsiednich rdzeniach w przeciwnych kierunkach. Wszystkie zwoje złączone są w jeden obwód, zaczynający się u spinki A, kończący w A'. We wnętrzu jarzma, tuż przed rdzeniami, poruszane odpowiednim motorem, wiruje t. zw. koło magnetyczne, obsadzone biegunami magnesów (elektromagnesów), naprzemian przeciwnych znaków: N, S, N, S.... w liczbie równej liczbie rdzeni.



Ryc. 302.

Skutek będzie widocznie taki, jak w przyrządzie okazanym na ryc. 301, gdybyśmy tam magnes naprzemian zbliżali i oddalali od cewki, albo lepiej — co zdwoi działanie — zbliżali go raz północnym, raz południowym biegunem. Prądy wszystkich zwojów dodają się. W obwodzie zewnętrznym przyłączonym do AA' otrzymamy prąd indukcyjny, zmieniający perjodycznie kierunek, t. zw. *prąd przemienny.* Przyrząd, który go wytwarza, nazywa się prądnicą przemienną.

Prądem takim można świecić żarówki i lampy łukowe, poruszać nawet motory elektryczne odpowiedniej budowy; nie można nim jednak rozkładać elektrolitów. W porównaniu ze stałą prądnicą przemienna ma tę zaletę, że niema w niej ani kolektora ani miotełek zbierających prąd. Przy odpowiednio wysokiej liczbie obwodów na cewkach daje też prąd wyżej napięty i tańszy.

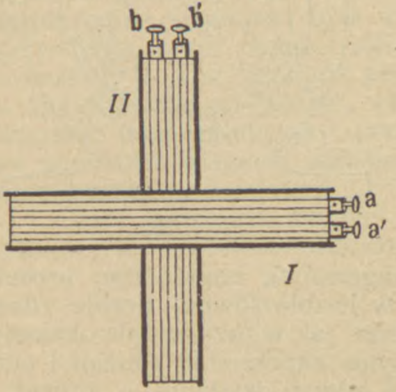
Na podstawie ust. 311 można udowodnić, że prąd, jaki daje powyżej opisana prądnica jest — przynajmniej w znacznem przybliżeniu — prądem sinusowym. Natężenie prądu w chwili t daje się zatem wyrazić wzorem $i = i_0 \sin 2\pi\frac{t}{T}$, w czem i_0 jest największem możliwem natężeniem (amplituda prądu), zaś T okresem. Ten ostatni zależy od szybkości wirowania koła magnetycznego, tudzież od ilości cewek: widać bowiem z łatwością, że czas potrzebny np. na to, żeby biegun, znajdujący się naprzeciwko zwory a_1, doszedł do takiej samej pozycji względem zwory a'_1 jest połową okresu. Wtedy bowiem następuje zmiana kierunku prądu, druga nastąpi, gdy uważany biegun dojdzie do następnej zwory; wtedy upłynie jeden okres.

Kąt $2\pi\frac{t}{T}$ określa fazę prądu: ona zmienia się z czasem, zależnie od

pozycji koła względem zwor jarzma. Prąd posiada w każdej chwili pewną określoną fazę, powiadamy zatem, że jest *jednofazowy*.

W praktyce znajdują zastosowanie prądy *wielofazowe*, najpospoliciej *trójfazowe*. Żeby zrozumieć na czem one polegają, wyobraźmy sobie, że w prądnicy (ryc. 302) wstawiono pośrodku rdzeni a_1 i a'_1, a'_1 i a_2 i t. d. nowe takie same rdzenie, które oznaczamy przez b_1, b'_1, b_2, b'_2 i t. d. Niech one będą owinięte drutem w sposób identyczny do tego, w jaki są owinięte dawne. Spinki, do których wchodzą końce tego nowego zwoju, oznaczamy przez B i B'.

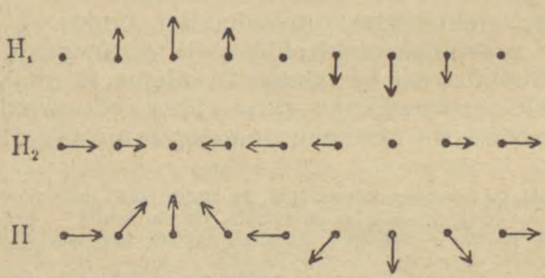
Prądnica będzie w tych warunkach dawać dwa prądy, jeden ze spinek A, A', drugi ze spinek B, B'. Fazy tych prądów będą się jednak różnić o ćwierć okresu, czyli o 90°, gdyż rdzenie a są przesunięte względem rdzeni b o połowę odległości a_1, a'_1, a wiemy, że przejście koła magnetycznego przez tę odległość przypada w połowie okresu.



Ryc. 303.

Powiadamy krótko, że tak zbudowana prądnica daje prąd dwufazowy. Dawałaby prąd trójfazowy, gdyby między rdzenie a_1 i a'_1 wstawić dwa nowe, nazwijmy je b_1, c_1, tak, żeby odległości $a_1\ b_1$, $b_1\ c_1$, $c_1\ a'_1$ były sobie równe.

Najważniejsza właściwość prądów wielofazowych polega na tem, że można przy ich pomocy otrzymywać w stosownych urządzeniach t. zw. *wirujące magnetyczne pola*. Wyobraźmy sobie np. dwie współśrodkowe cewki I i II, ustawione prostopadle (ryc. 303, widok z góry). Połączmy spinki *aa'*, *bb'* ze spinkami *AA'*, *BB'* prądnicy dwufazowej, którąśmy przed chwilą opisali. Każdy z dwu prądów wytworzy w cewce, po której płynie, pole magnetyczne prostopadłe do płaszczyzny cewki; pola te są w każdej chwili proporcjonalne do natężeń prądu; są zatem, podobnież jak prądy, zmienne z czasem. Ryc. 304 przedstawia graficznie co $^1/_8$ okresu kierunek i wielkość obu tych pól H_1, H_2, tudzież ich wypadkową H.

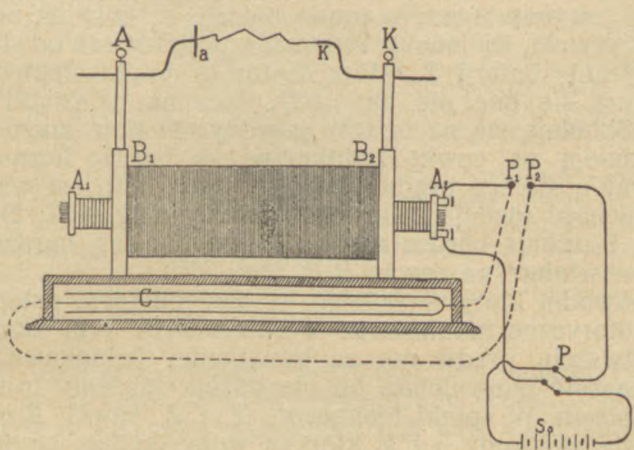


Ryc. 304.

Widać, że odcinek wyobrażający H kręci się raz dokoła w okresie zmienności prądów.

Pomyślmy teraz, że w przestrzeni środkowej cewek umieszczono igłę magnesową lub elektromagnes, obracalny dookoła osi prostopadłej do płaszczyzny rysunku. Magnes taki lub igła, ulegając takiemu wirującemu polu, będą się kręcić *synchronicznie* z polem, t. zn. jeden obrót będzie się dokonywać w czasie równym okresowi zmienności prądów. To jest zasada t. zw. synchronicznych motorów. Zazwyczaj pędzi się je prądami trójfazowemi, przy pomocy których można również otrzymywać wirujące pole magnetyczne.

315. Indukcja przez zmianę prądu. Cewka indukcyjna. Nagłe zbliżenie magnesu *NS* do cewki *AB* (ryc. 301) ma ten skutek, że do wnętrza cewki wpadają linje magnetyczne, w następstwie czego występuje w zwojach cewki prąd indukcyjny. Otóż jest rzeczą obojętną, z jakiej przyczyny linje te powstają we wnętrzu cewki. Zamiast wytwarzać je zapomocą zewnętrznego magnesu *NS*, możemy ten sam skutek osiągnąć (w wyższym nawet stopniu) zapomocą prądu elektrycznego. Również w tym przypadku skutek będzie potężny, jeżeli wnętrze cewki jest wypełnione rdzeniem żelaznym. Uwaga ta daje klucz do zrozumienia działania ważnego w różnych zastosowaniach przyrządu, t. zw. *cewki indukcyjnej* (ryc. 305).



Ryc. 305.

Wiązka drutów żelaznych, stanowiąca rdzeń, owinięta jest niewielu obwodami grubego drutu izolowanego, przez który można przepuszczać prąd baterji galwanicznej S_0, o napięciu kilku albo kilkunastu woltów. Wszystko to tworzy razem elektromagnes sztabowy A_1A_2. Na tym elektromagnesie nawiniętą jest dopiero właściwa cewka indukcyjna B_1B_2, złożona z wielu tysięcy obwodów drutu izolowanego (cienkiego, żeby pomieściły się tak liczne obwody), mającego swe końce w spinkach biegunowych *A* i *K*.

W chwili zamknięcia obwodu baterji, przez zetknięcie dwu ruchomych styczek P_1 i P_2 (zwykle platynowych, żeby się nie przypalały pod działaniem występującej tu przy ich rozłączeniu iskierki), rdzeń magnesuje się nagle i silnie; snop linij magnetycznych powstaje w objęciu cewki B_1B_2. W obwodzie tej cewki budzi się wtedy siła elektromotoryczna indukcyjna, w kierunku „ujemnym“ (ust. 311) względem linij magnetycznych, a więc

przeciwnym kierunkowi prądu w elektromagnesie. Działanie to jest jednak tylko chwilowe, znika, skoro prąd ustali się w elektromagnesie, a namagnesowanie rdzenia żelaznego przestanie wzrastać, co nastąpi w czasie niezmiernie krótkim.

Dopóki prąd baterji, już ustalony, przepływa przez nawój elektromagnesu A_1A_2, nie będzie żadnego dalszego działania elektromotorycznego w cewce indukcyjnej B_1B_2. W chwili jednak, gdy prąd ten przerwiemy, przez nagłe rozłączenie styczek P_1 i P_2, wystąpi znowu chwilowe działanie indukcyjne na cewkę B_1B_2, odpowiadające znikaniu linij magnetycznych w rdzeniu, a więc co do kierunku *przeciwne poprzedniemu.*

Obydwa działania elektromotoryczne, zarówno przy zamknięciu, jak przy otwarciu prądu baterji, aczkolwiek niezmiernie krótkotrwałe, są jednak nierównie potężniejsze od siły elektromotorycznej baterji S_0, która dostarcza prądu elektromagnesowi. Liczą się one nie na wolty, lecz na dziesiątki tysięcy woltów. Składają sią na to trzy powody: 1) linje magnetyczne, które działają na cewkę indukcyjną, są bardzo liczne, dzięki zastosowaniu silnego prądu; działanie tych linij jest wzmożone przez obecność rdzenia żelaznego w elektromagnesie; 2) linje te powstają i znikają bardzo nagle; 3) działają na bardzo liczne obwody nawinięte na cewce B_1B_2 (ust. 313).

Z powodu, który wyjaśnimy w następującym ustępie, siły elektromotoryczne indukowane w cewce B_1B_2 przy zamknięciu i przy otwarciu prądu nie są bynajmniej jednakowe. Druga bywa znacznie potężniejsza od pierwszej. Okażemy to w następujący sposób. W spinki biegunowe *A* i *K* cewki B_1B_2 wkładamy dwie elektrody *a* i *k*, których wolne końce, przedzielone powietrzem, znajdują się nie nazbyt daleko od siebie; obwód cewki jest zatem przerwany. Oba wspomniane działania elektromotoryczne wpędzają jednak elektryczność w oba końce, dodatnią w jeden, ujemną w drugi. Między końcami drutów wytwarza się wskutek tego potężne napięcie elektryczne. Owóż przy *otwarciu* obwodu baterji napięcie to wystarcza do wytworzenia prądu samoistnego w warstwie powietrza, między końcami drutów przebija *iskra.* Przy zamknięciu iskry tej nie będzie.

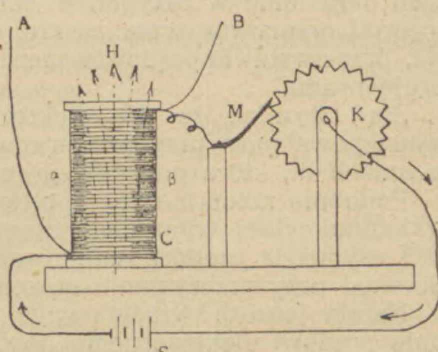
Szybko po sobie następujące zwarcie i rozłączanie styczek P_1P_2 powoduje więc nieprzerwany szereg iskier, które biją wszystkie w jednym kierunku. Ta właściwość umożliwia zastosowanie cewki indukcyjnej, zamiast stałych źródeł prądu (machina influencyjna, baterje o bardzo wielu ogniwach), w tych wszystkich przypadkach, gdzie chodzi o pędzenie przez gazy prądów bardzo wysoko napiętych, choćby słabych, jak w bańkach katodowych, röntgenowskich i t. p. Ażeby zmienić kierunek rozbrojenia, wystarczy przemienić przełączką *P* połączenie cewki z biegunami baterji.

Do szybkiego zwierania i rozwierania styczek P_1 i P_2 używa się w mniejszych cewkach wyłącznie niemal młoteczka Neefa (ust. 305) przystawionego wprost do elektromagnesu A_1A_2. W większych stosuje się różne przerywacze mechaniczne, których najprostszym typem jest metalowe zębate kółko, jak na ryc. 306. Styczki P_1 i P_2 są zwykle połączone z okładkami kondensatora arkuszowego C, umieszczonego w podstawie cewki. On zniża napięcie na styczkach i zmniejsza iskierkę, która tu powstaje przy rozwieraniu. Przerwy prądu są wskutek tego naglejsze. Bardzo szybkie przerwy daje t. zw. *przerywacz elektrolityczny* Wehnelta. Jest to rodzaj woltametru napełnionego rozcieńczonym kwasem siarkowym, który włącza się w obwód baterji S_0 i elektromagnesu A_1A_2. Katodą jest duża blacha ołowiana, anodą krótki drut platynowy, wystający z rurki szklanej. Gęstość prądu na końcu drutu jest tak wielka, że co chwila pokrywa się on warstewką gazu, która przerywa prąd. Powtarza się to setki razy w sekundzie. Wymaga baterji o wysokiem napięciu; kondensator C należy przy użyciu tego przerywacza wyłączyć.

Przetwornice. Nawój elektromagnesu A_1A_2 cewki można też zasilać prądem prądnicy przemiennej W obwodzie cewki B_1B_2 otrzymuje się wtedy również prąd przemienny, nierównie jednak wyżej napięty. Naodwrót, prądnica przemienna o wysokiem napięciu, przyłożona do cewki wieloobwodowej B_1B_2, wywołałaby w cewce małoobwodowej A_1A_2 prąd przemienny niskiego napięcia, ale znacznie większego natężenia (wskutek małego oporu tej cewki).

Cewka indukcyjna zastosowana do takiej przemiany cech zasadniczych prądów przemiennych (napięcie — natężenie) nazywa się *transformatorem* albo *przetwornicą* indukcyjną. W sieciach elektrycznych miejskich rozprowadza się zwykle prądy przemienne o wysokiem napięciu a słabem natężeniu, gdyż takie są tańsze i mogą być rozprowadzone po drutach cieńszych. Na miejscu zużycia dopiero przekształca się je, zapomocą przetwornic, na prądy o wielkiem natężeniu.

316. Indukcja własna. Wpadanie linij magnetycznych do wnętrza cewki albo solenoidu wzbudza w nawoju siłę elektromotoryczną w kierunku względem tych linij ujemnym; ich znikanie indukuje prąd w kierunku dodatnim. Obojętną jest przy tem rzeczą, skąd te linje pochodzą, czy od osobnego magnesu, czy nawet od prądu płynącego przez tęże samą cewkę, gdy ją włączymy w obwód baterji galwanicznej S, jak na ryc. 306.



Ryc. 306.

W chwili gdy w cewce tej powstaje prąd, np. w kierunku od α do β, wpada w nią snop H linij magnetycznych, wywołanych przez ten właśnie prąd. Powstawanie tych linij wywołuje jednak siłę elektromotoryczną w kierunku ujemnym, od β do α, a więc *przeciwdziałającą* sile elektromotorycznej baterji S.

Działanie to nazywa się *indukcją własną*. Osłabiając działanie baterji ono ma ten skutek, że prąd nie powstaje odrazu w pełnej sile, w chwili gdy sprężynka *M* uderzy o ząb metalowego kółka *K*, które służy do zamykania i otwierania obwodu baterji. Prąd ten wzrasta stopniowo (w ciągu kilku setnych albo tysiącznych sekundy, zależnie od nawoju cewki).

W chwili przerwania prądu, gdy sprężynka zeskoczy z zęba, ilość linij *H* zmniejsza się nagle, przez co powstaje znowu siła elektromotoryczna indukcyjna, lecz w kierunku dodatnim, od α do β, t. j. w tym samym, w którym płynął prąd przerywany, ona usiłuje trwanie tego prądu przedłużyć i podtrzymuje go, pomimo, że tor metaliczny został już przerwany. Ta siła elektromotoryczna indukcyjna jest o wiele potężniejsza od siły elektromotorycznej baterji *S* (gdyż znikanie linij magnetycznych jest teraz niermiernie nagłe). Ona utoruje prądowi drogę przez warstewkę powietrza, między sprężynką *M*, a oddalającym się od niej zębem kółka *K*; pojawi się tu iskierka elektryczna; do wytworzenia nawet tak małej iskierki zapomocą baterji należałoby użyć kilka tysięcy ogniw. Wysokość napięcia, jakie ta siła elektromotoryczna indukcji własnej osięga, można też poznać po wstrząśnieniach, jakie się odczuwa, trzymając ręce na początku i końcu *A* i *B* cewki. Wstrząśnienie to powiększa się bardzo znacznie, gdy zaopatrzymy cewkę w rdzeń żelazny.

Widać z powyższego, że działanie indukcji własnej w obwodzie cewki jest przyczyną, że po zamknięciu obwodu prąd baterji stosunkowo powoli narasta, a w chwili przerwania nie odrazu znika.

To zanikanie prądu odbywa się jednak znacznie szybciej, aniżeli narastanie w przypadku zamknięcia, a to dzięki temu, że obwód przerwany wraz z iskrą, która się w przerwie wytworzyła, przeciwstawia prądowi znaczny opór, który szybko zużywa energję prądu.

Stąd wynika, że siła elektromotoryczna prądu indukcji własnej powstająca przy przerwaniu prądu jest znacznie większa, aniżeli ta, która powstaje przy jego zamknięciu.

Podobnie rzecz ma się w obwodzie elektromagnesu A_1A_2 cewki indukcyjnej (ryc. 305), czem się tłumaczy wspomniana wyżej asymetrja prądów indukowanych w cewce B_1B_2 przy zamykaniu i przy przerywaniu obwodu baterji.

Należy jeszcze zwrócić uwagę, że działanie indukcji własnej nadaje prądowi elektrycznemu pozór, jak gdyby on polegał na ruchu *bezwładnego* płynu. Przyłożenie siły elektromotorycznej nie odrazu go wywołuje, po jej wyłączeniu nie odrazu ustaje. Podobnież bezwładna masa wymaga pewnego czasu, żeby nabyła znaczniejszej prędkości, po przyłożeniu siły; po jej odjęciu trwa w ruchu, dopóki zewnętrzne opory jej nie uspokoją. Pozorna ta bezwładność prądu elektrycznego zależy jednak, jak

dostrzeżemy, od kształtu obwodu. W cewce wieloobwodowej będzie nierównie większa, aniżeli w tym samym drucie rozwiniętym i rozprostowanym. Powiększa ją też ogromnie obecność rdzenia żelaznego.

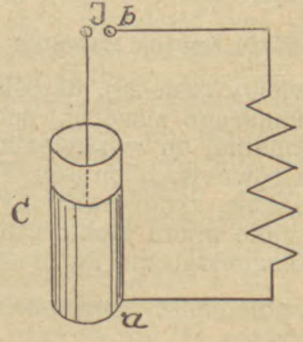
Nietylko zamykanie albo otwieranie obwodu, lecz również jakakolwiek zmiana natężenia prądu płynącego w obwodzie, powodując zmianę liczby linij magnetycznych przecinających ten obwód, wywołuje w nim siłę elektromotoryczną indukcji własnej; siła ta jest tem większą, im naglejszą jest zmiana natężenia prądu.

Nagłość tej zmiany określamy jak następuje. Przypuśćmy, że natężenie prądu w chwili t wynosi i, a po upływie małego odstępu czasu τ — i'. Stosunek $\frac{i' - i}{\tau}$ jest średnią prędkością, z jaką zmienia się natężenie prądu. Prawdziwa prędkość v tej zmiany jest granicą, do której zmierza prędkość średnia, gdy odstęp czasu τ zdąża do zera. Siła elektromotoryczna E indukcji własnej jest proporcjonalna do v. Możemy zatem napisać:

$$E = Lv,$$

w czem L jest spółczynnikiem, który nosi miano *spółczynnika indukcji własnej*. Wielkość ta nie zależy od natężenia prądu ani od prędkości jego zmiany, zależy jedynie od kształtu obwodu, tudzież od rodzaju rdzenia, który obwód wypełnia. Jednostką spółczynnika indukcji własnej jest t. zw. *Henry*. Obwód posiada spółczynnik indukcji własnej jeden Henry, jeżeli w tym obwodzie powstaje siła elektromotoryczna indukcji własnej jeden wolt, gdy prędkość z jaką się zmienia prąd równa się $\frac{\text{amper}}{sek}$.

Dla przykładu podajemy, że solenoid, bez rdzenia żelaznego, o średnicy 1 *cm* zawierający na długości 50 *cm* 500 zwojów drutu, posiada spółczynnik L w okrągłej liczbie 5×10^{-5} Henry.



Ryc. 307.

317. Drgania elektryczne. Pozorna bezwładność, jaką indukcja własna nadaje prądowi elektrycznemu, tłumaczy też ważne zjawisko, odkryte rachunkiem przez *Kelvina* w r. 1852, sprawdzone następnie przez doświadczenie *Feddersena*. Jeżeli mianowicie do okładek butelki lejdejskiej C (ryc. 307), silnie naelektryzowanej, przystawimy obwód aLb, przeskoczy w J iskra, która ją nagle rozbroi. Owoż to rozbrojenie nie jest prądem płynącym od początku do końca w jednym kierunku od dodatniej do ujemnej

okładki, przez drut i zjonizowane iskrą powietrze. Początkowo płynie on istotnie ku okładce ujemnej; nie ustaje jednak bynajmniej, gdy naboje okładek się wyczerpią. Pędzony pozorną swą bezwładnością, płynie on dalej w tym samym kierunku, ładując dodatnio tę okładkę, która była początkowo ujemną. Wytwarza zatem ponownie różnicę potencjałów, w przeciwnym jednak niż poprzednia kierunku. Rozpoczyna się teraz prąd w przeciwnym kierunku i t. d. Słowem, rozbrojenie nie jest prądem jednokierunkowym, lecz prądem przemiennym, o szybko malejącej amplitudzie, co stąd pochodzi, że prądy te wytwarzają w drucie ciepło Joule'a, które wyczerpie wkońcu ich energję. Graficznym obrazem takiego rozbrojenia będzie krzywa, narysowana na ryc. 32, skoro założymy, że rzędne tej krzywej wyobrażają natężenie prądu w różnych stadjach rozbrojenia.

Zjawisko to, zupełnie podobne do zjawiska drgania punktu materjalnego (por. ust. 28), nazywa się *drganiem elektrycznem*. Częstość tego drgania jest zazwyczaj olbrzymio wielka. To też do sprawdzenia tego zjawiska konieczne były niezmiernie subtelne sposoby badania. Feddersen posługiwał się zwierciadłem szybko wirującem, zapomocą którego fotografował iskrę, pojawiającą się w J. Wystarczy tu nadmienić, że gdyby zdjęto fotogram tej iskry na płycie poruszającej się bardzo szybko, to otrzymalibyśmy nie jeden, lecz cały szereg obrazów, tem gęściej, im prędzej drgania elektryczne się odbywają. Każde bowiem z tych wahnień elektrycznych wytwarza osobną iskrę. Na fotogramie obrazy ich byłyby przestrzennie rozsunięte. Teorja uczy, że okres T drgań elektrycznych określa wzór następujący:

$$T = 2\pi\sqrt{LC},$$

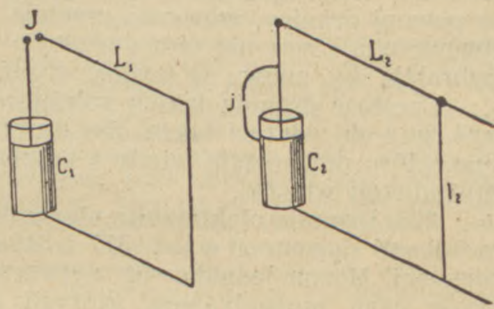
w czem L oznacza spółczynnik indukcji własnej obwodu, zaś C jest pojemnością kondensatora, jaki się w tym obwodzie znajduje.

Wzór ten jest zupełnie podobny do wzoru $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$, który, jak wiemy (ust. 28), określa okres drgań punktu materjalnego posiadającego masę m, poddanego działaniu siły $F = ks$, proporcjonalnej do wychylenia s, a skierowanej zawsze ku położeniu równowagi punktu. Podobieństwo tych wzorów staje się zrozumiałe, skoro zważymy, że: 1) spółczynnik L indukcji własnej, jako miara elektrycznej bezwładności obwodu, jest wielkością analogiczną do masy m punktu drgającego; 2) odwrotność pojemności kondensatora $\frac{1}{C}$ jest wielkością analogiczną do spółczynnika k.

Istotnie, punkt materjalny wychylony obcą siłą z pozycji równowagi, a następnie pozostawiony samemu sobie, zaczyna drganie, wracając do po-

łożenia równowagi pod wpływem siły $F = ks$. Z drugiej strony: kondensator naelektryzowany zewnętrznem działaniem elektromotorycznem w ten sposób, że jedna z jego okładek otrzymuje nabój e, po przyłożeniu obwodu metalicznego do jego okładek rozbraja się pod wpływem różnicy potencjału $V = \frac{e}{C}$, proporcjonalnej do naboju e. Widać stąd, że nabój kondensatora jest w drganiu elektrycznem wielkością analogiczną do wychylenia s punktu drgającego, a różnica potencjału — do siły F, działającej na punkt drgający. Wychylenie s trzeba pomnożyć przez spółczynnik k, żeby otrzymać siłę F; podobnie nabój e należy pomnożyć przez $\frac{1}{C}$, żeby otrzymać różnicę potencjału V.

318. Rezonancja elektryczna. Wszelki obwód z grubego, dobrze przewodzącego drutu, na podobieństwo L (ryc. 307), działający sam na siebie indukcyjnie, w którym włączona jest zarazem pewna pojemność elektryczna (kondensator, butelka), nosi nazwę *wibratora elektrycznego*. Zależnie od swego kształtu i wielkości jest on niejako dostrojony do drgań elektrycznych o pewnej częstości, podobnie jak np. struna albo widełki są dostrojone do drgań akustycznych.



Ryc. 308.

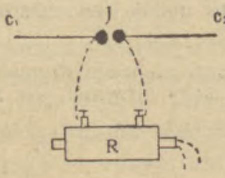
Drgania elektryczne wywołane w takim wibratorze działają indukcyjnie na wszystkie otaczające przewodniki; działają nawet bardzo silnie, gdyż drgający w nich prąd zmienia bardzo nagle swoje natężenie. Zbliżmy tedy do wibratora $L_1 C_1$ drugi, zupełnie podobnie urządzony wibrator $C_2 L_2 l_2$ (ryc. 308), którego kształt — a zarazem i wysokość jego stroju elektrycznego — można zmieniać w pewnych granicach przez przesuwanie ruchomego drutu l_2. Przez indukcję pierwszy wywoła w drugim również drgania elektryczne. Drgania te, naogół słabe, uzyskują nagle znaczne natężenie, gdy przesuwając drut l_2 natrafimy na to jego położenie, przy którym oba wibratory zestrojone są do jednakowej częstości drgania. Prąd rozbuja się wtedy w wibratorze $C_2 L_2$ tak silnie, że w pomocniczym iskierniku j, przyłączonym do okładek butelki C_2 pojawiać się będzie jasna iskierka, za każdem uderzeniem iskry w J.

Zjawisko to odpowiada ściśle rezonancji, znanej z wielu przykładów akustycznych (ust. 133); nazywa się też *rezonancją elektryczną*.

319. Wibratory szybkodrgające. Wibrator elektryczny drgać będzie w okresie tem krótszym, im mniejsza w nim pojemność

się rozbraja i im krótszym będzie przewodnik prądu, czyli im mniejszą będzie jego indukcja własna.

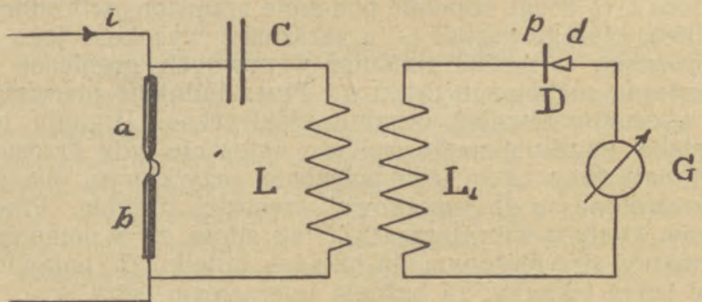
Odrzućmy tedy butelki stosowane przez Feddersena, zostawmy tylko proste dwa druty c_1 i c_2 (ryc. 309), zastępujące okładki butelki, a między niemi iskiernik *J*. Otrzymamy wibrator, w którym częstość drgań liczyć się będzie nie na setki tysięcy, lecz na dziesiątki lub setki miljonów w sekundzie, zwłaszcza, jeżeli jego rozmiary będą niewielkie. W najprostszy sposób można wyzwolić drganie w takim wibratorze sposobem następującym. Połączmy kule iskiernika z biegunami silnej cewki indukcyjnej *R*. Za każdą przerwą prądu w elektromagnesie cewki, prąd w niej indukowany wpada naprzód w druty c_1 i c_2, elektryzując jeden z nich dodatnio, drugi ujemnie. Gdy napięcie między drutami dojdzie do pewnej granicy, wówczas przebija iskra w iskierniku *J*, a po utworzonym przez nią przewodzącym pomoście naboje drutów rozbrajają się, znowu w postaci drgań elektrycznych.



Ryc. 309.

Częstość drgania takich wibratorów można jeszcze zwiększyć, gdy się odrzuci także oba druty c_1 i c_2, a pozostawi tylko kule, które dostarczają wtedy i pojemności i (niezmiernie małej) indukcji własnej.

320. Drgania elektryczne niezanikające. Drgania wzbudzone sposobami opisanemi w ust. 317 i 319 są zawsze drganiami zanikającemi. Można jednakowoż wytworzyć drgania o stałej amplitudzie czyli niezanikające, których graficznym obrazem jest sinusoida (ryc. 31). Najprostszy sposób, który prowadzi do tego celu, polega na zastosowaniu łuku elektrycznego w urządzeniu, jakie wyobraża schematycznie ryc. 310.



Ryc. 310.

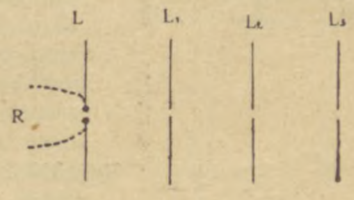
Między elektrodami *a*, *b*, (najlepiej, jeżeli jedna z nich jest węglowa a druga miedziana) świeci łuk elektryczny, zazwyczaj

w atmosferze wodoru, wytworzony przez prąd stały *i*, płynący z prądnicy albo z baterji akumulatorów. Równolegle do łuku włączony jest obwód boczny, zawierający kondensator *C* i cewkę *L*. Łuk wzbudza w tym obwodzie niezanikające drganie, których okres zgadza się z tym, jaki znajdujemy ze wzoru $T = 2\pi\sqrt{LC}$.

Drganie w obwodzie *abLC* można wykryć następującym sposobem, stosowanym często przy badaniu prądów przemiennych. W pobliżu cewki *L* umieszczamy inną cewkę L_1, która jest włączona w obwód L_1DG. Na skutek działania indukcyjnego w obwodzie tym powstają słabe naogół prądy przemienne, posiadające okres równy okresowi drgań w obwodzie *abLC*. Prądy te można wykryć przy pomocy zwykłego galwanometru *G*, jeżeli w obwodzie jest umieszczony t. zw. *detektor krystaliczny D*. Detektor ten składa się z płytki krystalicznej *p* (galenit, piryt i t. p.), z którą styka się, lekko do niej przyciśnięty, drucik metalowy *d*. Urządzenie takie posiada właściwość, że przepuszcza prąd elektryczny tylko w jednym kierunku, np. od *p* do *d*. Prąd płynący w kierunku przeciwnym spotyka opór tak wielki, że praktycznie rzeczy biorąc, wcale nie dochodzi do skutku. Prąd przemienny zamienia się działaniem detektora na prąd wprawdzie przerywany ale jednokierunkowy, który wychyla igłę zwykłego galwanometru.

Własności elektryczne warstwy gazu przewodzącej w łuku prąd elektryczny różnią się zasadniczo od własności przewodników metalicznych albo elektrolitycznych. *Jeżeli natężenie i prądu płynącego w obwodzie, w którym się łuk znajduje, wzrasta, wówczas różnica potencjału na końcach a, b łuku zmniejsza się.* Albowiem im większe jest natężenie prądu, tem łuk jest gorętszy i tem lepiej przewodzi prąd elektryczny. Właściwość ta jest przyczyną, która powoduje, iż łuk wznieca drganie w obwodzie *abLC*. Istotnie, wyobraźmy sobie, że do łuku świecącego, przez który płynie stały prąd *i* przyłączamy nagle obwód równoległy *LC*. Wówczas do tego obwodu przechodzi część prądu, kosztem prądu który płynął w łuku. Zatem natężenie prądu w łuku zmniejsza się, równocześnie kondensator *C* otrzymuje nabój. Z powodu zmniejszenia natężenia prądu w łuku, różnica potencjału na jego końcach wzrasta; wzrasta zatem również różnica potencjału na okładkach kondensatora *C*. Gdy dopływ prądu do kondensatora ustanie, natężenie prądu w łuku wróci do pierwotnej wartości, różnica potencjału na końcach łuku zmniejszy się. Wówczas kondensator zacznie się rozbrajać poprzez łuk Na skutek działania indukcji własnej, rozbrojenie będzie oscylacyjne, podobnie jak w przypadku, jaki wyobraża ryc. 307. Jednakowoż straty napięcia spowodowane oporem obwodu będą wyrównywane przez prąd *i*, wskutek czego amplituda drgań będzie niezmienna.

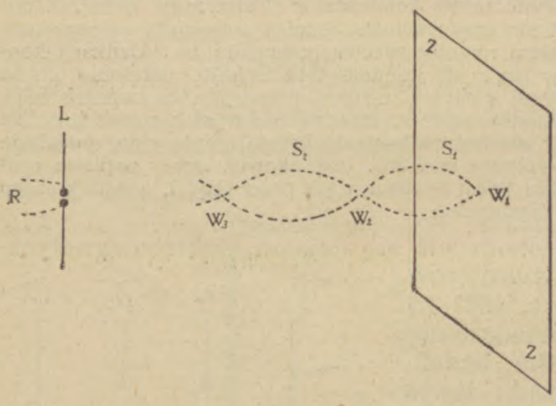
321. Prędkość rozchodzenia się działań elektromagnetycznych. Wynalezienie wibratorów szybkodrgających (*Hertz*, 1881 r.) dostarczyło fizyce doświadczalnej nader potężnego środka badań. Z pomocą tego przyrządu Hertz zdołał uzyskać odpowiedź na pytanie: czy działanie indukcyjne, jakie wywołuje np. nagłe zamknięcie prądu, albo nagłe poruszenie magnesu, pojawia się w oddalonych przewodnikach w tejże samej chwili, czy też potrzebuje pewnego czasu, zanim do nich dobiegnie?



Ryc. 311.

Wyobraźmy sobie wibrator szybko drgający L (ryc. 311), podniecany przez cewkę indukcyjną R, a przed nim szereg podobnie zbudowanych, dostrojonych doń wibratorów albo, jak je będziemy nazywać, *rezonatorów* L_1, L_2, L_3..., ciągnący się na wielką odległość. Gdyby szybkość rozchodzenia się działań wibratora L była nieskończenie wielką, wówczas wszystkie rezonatory L_1, L_2, L_3,... odpowiadałyby jednocześnie na każdą pobudkę wychodzącą z L. W przypadku zaś skończonej prędkości rozchodzenia się tych działań odezwałby się naprzód najbliższy rezonator L_1, w pewien czas później L_2, jeszcze później L_3 i t. d.; słowem z L wybiegałaby *fala* działania i leciałaby w przestrzeń z pewną określoną prędkością — jej dojście do którego z rezonatorów byłoby warunkiem jego odezwania się, t. j. pojawienia się iskierki, wywołanej wzbudzonem przez falę drganiem; w podobny sposób, gdyby z L wychodziła fala akustyczna, np. wystrzał, obserwatorowie umieszczeni w L_1, L_2,... nie usłyszeliby go jednocześnie, lecz pokolei.

Prędkość rozchodzenia się takiej *fali elektromagnetycznej*, jeżeli jest istotnie skończoną, będzie w każdym razie olbrzymio wielka. Nie możnaby kusić się o bezpośrednie jej wymierzenie, jak się mierzy np. prędkość głosu. Hertz zdołał jednak wymierzyć ją drogą pośrednią, przez zastosowanie ogólnej metody fal stojących. Dostrzegł on naprzód, że duży arkusz blachy metalowej, ustawiony przed wibratorem L, wstrzymuje całkowicie i niszczy wszelkie działanie na rezonatory L_1, L_2... jeżeli one są schowane za tą blachą. *Metale nie przepuszczają zatem tej fali elektromagnetycznej*, podobnie jak np. gruby mur nie przepuszcza głosowej. Można było zatem oczekiwać, że ją *odbija;* wszakże fala taka musi nieść w sobie jakąśkolwiek formę energji, skoro jest zdolną wywoływać iskry w rezonatorach; energja zaś ta nie może zniknąć bez śladu.



Ryc. 312.

Istotnie też, ustawiwszy w odległości kilkunastu metrów od silnego wibratora L (ryc. 312) duży arkusz blachy Z, Hertz przekonał się, że *przed blachą*, między L i Z, wytwarzają się

fale stojące, wynikające ze spotkania się fal, wysyłanych przez wibrator, z falami odbitemi od blachy. W rezonatorze zbudowanym podobnie jak L nie było żadnego oddziaływania (iskierek), gdy go trzymano w W_1, tuż przy blasze. W miarę oddalania się od niej iskierki zjawiały się natychmiast, w strzałce S_1 dochodziły do największej mocy, malały znowu, znikały w drugim węźle W_2, pojawiały się ponownie i t. d.

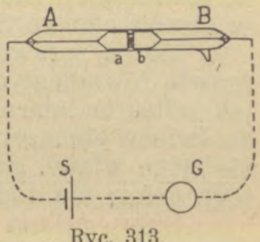
Odległość od węzła do węzła, równą połowie długości fali $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$, można było wprost zmierzyć. Znając nadto okres T drgania wibratora (wymierzony np. podobnie jak w doświadczeniu Feddersena), oblicza się łatwo prędkość c rozchodzenia się fal elektromagnetycznych, według znanego wzoru

$$c = \frac{\lambda}{T},$$

ważnego dla falowań wszelkiego rodzaju.

Wynikiem tych pamiętnych doświadczeń było, że *działania elektromagnetyczne rozchodzą się w powietrzu w postaci fal, z prędkością c = 300.000 kilometrów w sekundzie.* Prędkość ta jest dokładnie równa prędkości rozchodzenia się światła. Wynik ten podstawowy uzyskał był już Maxwell w r. 1867, na podstawie rozważań czysto teoretycznych, odnoszących się do natury tych fal. Okazał on, że w falach tych rozchodzą się pola magnetyczne i elektryczne, zmieniające bardzo szybko i perjodycznie swój kierunek, słowem drgania elektryczne, ale drgania nie w przewodnikach, lecz w ośrodku izolującym.

322. Promieniowanie elektromagnetyczne. Podobieństwo fal elektromagnetycznych do światła nie kończy się jednak na tem, że ich prędkości rozchodzenia się są jednakie. Hertz okazał szeregiem świetnych doświadczeń, że fale te, rozchodząc się, tworzą promieniowanie pod każdym względem podobne do świetlnego. Różnica jest tylko ilościowa, leży w tem, że długość λ fal elektromagnetycznych jest stosunkowo wielka (od kilku dziesiętnych milimetra do kilkuset metrów albo i więcej, zależnie od wielkości wibratora), podczas gdy w promieniowaniu świetlnem, jak okażemy w ostatniej części tej książki, liczy się ona zaledwie na dziesięciotysięczne części milimetra. Doświadczenia Hertza dostarczyły podstawy faktycznej do teorji postawionej o wiele wcześniej przez Maxwella, wedle której światło jest zjawiskiem, jakościowo tego samego rodzaju jak promieniowanie elektromagnetyczne (t. zw. *eletromagnetyczna teorja światła).*

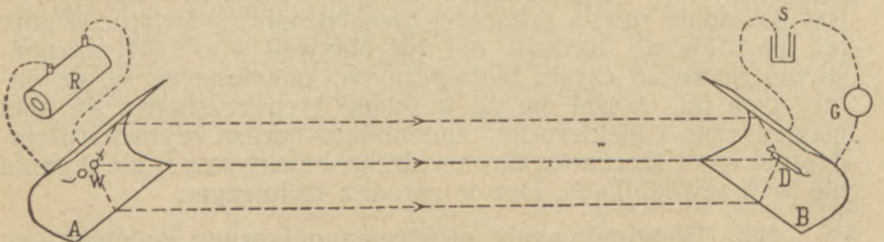


Ryc. 313.

Opiszemy niektóre z tych doświadczeń. Zamiast trudnych

w użyciu rezonatorów elektrycznych Hertza stosuje się często do wykrywania fal elektromagnetycznych t. zw. *detektora Branly'ego* (są też i inne). Prosty ten przyrządzik składa się z rurki szklanej *AB* (ryc. 313), w której, między dwiema metalowemi elektrodami *a* i *b*, znajduje się odrobina opiłek metalowych. Włączony w obwód, zawierający ogniwo galwaniczne *S* i galwanometr (lub dzwonek elektryczny) *G*, przyrząd ten nie przepuszcza prądu prawie wcale, dlatego, że zetknięcie okruszyn metalowych, między sobą i elektrodami, jest bardzo luźne. Skoro jednak trafią go fale elektromagnetyczne (rozbroić iskrą np. butelkę lejdejską w pobliżu) wówczas — w sposób niezupełnie jeszcze wyjaśniony — jego opór elektryczny spada nagle do bardzo niskiej wartości, prąd przechodzi, galwanometr albo dzwonek daje natychmiast sygnał. Wystarczy następnie wstrząsnąć lekko rurką, żeby zdolność przewodzenia prądu znowu zniknęła.

Z pomocą takiego detektora można własności promieniowania elektromagnetycznego okazać następującym przyrządem. Kawałek blachy *A* (ryc. 314), zgięty na kształt parabolicznego



Ryc. 314.

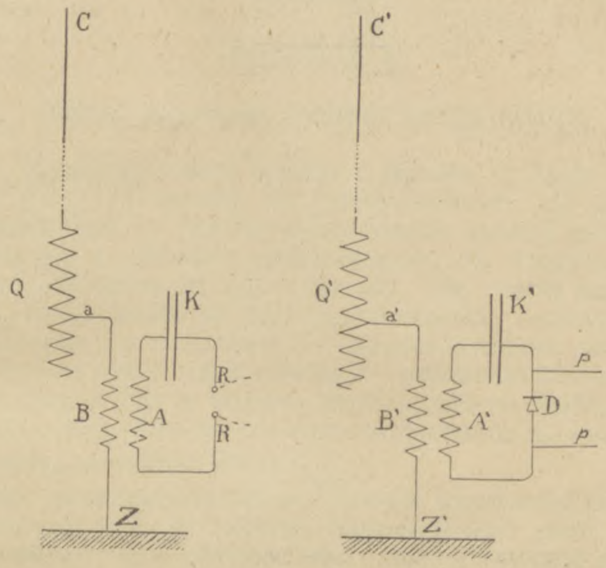
reflektora, zawiera w swem ognisku wibrator szybkodrgający *W*, podniecany cewką indukcyjną *R*. Naprzeciw niego, w odległości kilku albo kilkunastu metrów, ustawiono drugi reflektor *B*, zawierający znowu w ognisku swem detektor *D*, włączony w obwód ogniwa *S* i galwanometru *G*.

Można sprawdzić natychmiast, że reflektor *A* wysyła pęk prawie równoległych promieni elektromagnetycznych, podobnie jak reflektor latarni wysyła pęk promieni światła, pochodzących ze świecy płonącej w jego ognisku. Istotnie, detektor *D* odezwie się tylko wtedy, gdy ustawimy reflektor odbiorczy *B* w obrębie tego pęku; nie oddziaływa wcale, gdy znajduje się z boku.

Duży arkusz blachy ustawiony napoprzek tego pęku wstrzymuje działanie, rzuca cień, podobnie jakby go rzucał w promieniach światła. Przegrody z ciał izolujących, deski drewniane suche, papier, szkło i t. p. przepuszczają jednak te promienie mniej lub więcej swobodnie.

Arkusz blachy ustawiony skośnie odrzuca ten pęk w bok, odbija go, według tych samych praw, które rządzą odbiciem światła przez zwierciadła metalowe. Pryzmat dużych rozmiarów, ulany ze smoły albo asfaltu, załamuje znowu te promienie, podobnie jak pryzmat szklany załamuje światło.

Telegraf bez drutu jest ważnem zastosowaniem praktycznem (Marconi 1896 r.) tych doniosłych odkryć naukowych. Promienie elektromagnetyczne, o ile będą dostatecznie silne, przesyłać można na wielkie odległości, na setki kilometrów i używać ich do dawania sygnałów telegraficznych. Na stacji wysyłającej telegram znajduje się obwód, wytwarzający drgania elektryczne. Obwód ten obejmuje baterję wielkich butelek lejdejskich, której miejsce zaznaczono tylko na ryc. 315 dwiema kreskami *K*, cewkę z gru-



Ryc. 315.

bego drutu *A*, tudzież iskiernik *RR*, zasilany przez prądnicę albo cewkę indukcyjną. Drgania wyzwolone w tym obwodzie działają indukcyjnie na cewkę *B*, której jeden biegun jest połączony z ziemią *Z*, drugi z drutem *BC*, zwanym anteną, wyprowadzonym wzdłuż pionowego masztu wysoko nad ziemią. Jeżeli drut ten, uważany jako wibrator, będzie odpowiednio zestrojony z obwodem drgającym *AKRR* (do nastrajania służy cewka *Q*, w której można załączyć ruchomym stykiem *a* więcej lub mniej obwodów), wówczas wytworzą się w nim, przez indukcję, silne drgania elektryczne, w górę i nadół. One to stanowią źródło fal elektromagnetycznych, wychodzących zeń w kierunku poziomym głównie, na wszystkie strony. Na stacji odbiorczej znajduje się zwykle podobna antena *Z' C'* zestrojona co do swej częstości drgania elektrycznego z tamtą. Drgania wzniecone w niej przez nadciągające z dali elektryczne fale działają, również indukcyjnie, na obwód sąsiedni *A'K'D*, zawierający jednak, zamiast iskiernika, detektor *D*, który wyprostowuje prądy przemienne wzbudzone w tym obwodzie; po wyprostowaniu

można je z łatwością wykryć w obwodzie bocznym pp'. Telegrafowanie polega na wysyłaniu krótszych i dłuższych sygnałów (kropki i kreski), które można usłyszeć w telefonie, jaki jest włączony w obwodzie pp'.

Celem *telefonowania* zapomocą fal elektromagnetycznych należy w antenie stacji wysyłającej wzniecić drganie niezanikające. Przypuśćmy, że ta antena zawiera między cewką B a ziemią Z mikrofon. Fale głosowe, działające na ten mikrofon, zmieniają opór elektryczny anteny, co powoduje, że natężenie fal elektromagnetycznych ulega zmianie w rytmie fal głosowych. Na stacji odbiorczej, w obwodzie pp' powstaje prąd, którego natężenie zmienia się również w rytmie fali głosowej; dlatego fala ta będzie odtworzona w telefonie włączonym do obwodu.

CZĘŚĆ VI.

Światło.

ROZDZIAŁ I.

Ogólne własności światła. Teorja falowa.

323. Promieniowanie ciemne i światło. Z nauki o promieniowaniu (ust. 183) wiemy, że promieniowanie nie jest zjawiskiem jednolitem, że istnieje wiele odmian energji promienistej, różniących się w sposobie oddziaływania na materję, a także w sposobie działania na nasze zmysły. Ten rodzaj energji promienistej, który działa na nasz zmysł wzroku, nazywamy światłem, wszystkie inne odmiany — promieniowaniem ciemnem.

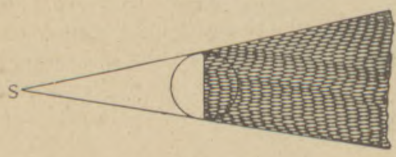
Te dwa na pozór różne zjawiska — promieniowania ciemnego i światła, mają w rzeczywistości wspólną naturę. Dowodem tego, że podlegają jednakowym prawom rozchodzenia się i że w próżni mają tę samą prędkość 300.000 $\frac{km}{sek}$.

Jakość promieniowania wysyłanego przez ciała zmienia się z temperaturą ciał. W niskich temperaturach ciała wysyłają tylko promieniowanie ciemne, które można wykazać odpowiednim aktinometrem (ust. 180); powyżej 500° zaczynają zazwyczaj świecić, przyczem barwa światła zależy od wysokości temperatury: w temperaturze 500° barwa jest ciemnoczerwoną, w 1000° — jasnoczerwoną, w 1200° — jasnopomarańczową, w 1300° — przechodzi w białą.

Niektóre ciała świecą jednak już w temperaturach niskich, np. robaczki świętojańskie, butwiejące drzewo i t. p. Świecenie takich ciał nie pochodzi z przyczyn termicznych, nie podlega ono prawu równowagi cieplnej, a zatem nie stosuje się doń prawo Kirchhoffa (ust. 187), które było wyprowadzone przez rozważanie równowagi temperatur. Zjawisko takie nazywa się *jarzeniem* się, albo *luminescencją*.

324. Światło rozchodzi się po linjach prostych, zwanych promieniami. Ta własność światła znana jest dobrze z doświadczeń codziennych; wszakże widzimy w powietrzu (albo w innym

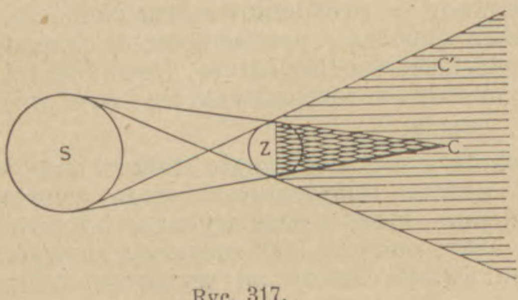
jednolitym ośrodku) przedmiot świecący albo oświetlony tylko wtedy, gdy na prostych, które można poprowadzić od tego przedmiotu do oka, niema żadnego ciała nieprzeźroczystego. Tę samą własność okazują wyraźnie *cienie*, rzucone przez ciała nieprzeźroczyste i *wiązki* światła, przechodzące przez otwory w nieprzeźroczystych zasłonach*). Zwróćmy uwagę naprzód na t. zw. punkt *świecący*, t. j. ciało świecące tak małe w porównaniu z odległością od oka, żeby jego rozmiary wcale nie wchodziły w rachubę (gwiazda, otworek, przebity igłą w kartce papieru i oświetlony płomieniem świecy i t. p.). Jeżeli światło z takiego punktu świecącego *S* (ryc. 316) pada np. na kulę nieprzeźroczystą, to za kulą utworzy się ostry *cień* w kształcie stożka. Wszystkie punkty, znajdujące się w obrębie tego stożka, nie otrzymują wcale światła.



Ryc. 316.

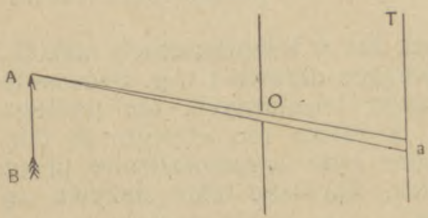
Ciało świecące o rozmiarach skończonych można uważać jako zbiór wielkiej ilości punktów świecących. Ta uwaga pozwala odrazu wykreślić cień, rzucony przez jakiekolwiek ciało świecące.

Prócz cienia zupełnego, do którego światło nie dochodzi wcale, tworzy się wtedy jeszcze t. zw. *półcień*, t. j. przestrzeń oświetlona tylko przez niektóre punkty ciała świecącego. Na rycinie 317 przedstawionym jest przypadek, gdy promienie, wychodzące z kuli świecącej *S*, padają na mniejszą nieprzeźroczystą kulę *Z* (słońce i ziemia); *C* jest cień zupełny, *C'* półcień.



Ryc. 317.

Prostolinijnem rozchodzeniem się światła tłumaczy się powstawanie obrazów w przypadku, gdy światło przechodzi przez małe otworki w nieprzeźroczystej zasłonie i pada następnie na ustawioną w zaciemnionym pokoju białą tablicę. Sposób powstawania takiego obrazu, który będzie widocznie odwrócony, przedstawiony jest na ryc. 318. Z każdego punktu ciała świecącego



Ryc. 318.

*) Byleby te zasłony lub otwory nie były zbyt małe. Patrz ustęp o uginaniu się światła.

AB przedostaje się przez otworek O wiązka światła, która na tablicy T tworzy plamkę świetlną a. Zatem rozkład światła na tablicy będzie odwzorowaniem rozkładu światła w ciele AB, tem dokładniejszem, im mniejszy jest otworek O. (Zwiększoną jednak wyrazistość zyskuje się oczywiście kosztem jasności.) Na tej podstawie można zbudować przyrząd, działający jakby kamera (ciemnia optyczna bez soczewek).

Na zasadzie prostolinijnego rozchodzenia się polega celowanie w zastosowaniu do wyznaczania kierunku w miernictwie i astronomji. Każdy przyrząd, służący do celowania, nazywa się *celownicą* (diopter); najdokładniejsze są lunety, opatrzone krzyżem.

325. Natężenie światła. Fotometrja. Światło jest energją, możemy zatem jego ilość mierzyć w ergach, kalorjach lub innych jednostkach energji. Chcąc np. określić zdolność świecenia lamp, świec, słońca i t. p., moglibyśmy zmierzyć ilość energji świetlnej obliczoną na jednostkę czasu, którą źródło światła wysyła na wszystkie strony. Wielkość ta nazywa się *dzielnością* (kulistą) źródła.

Natężeniem światła (w wiązce równoległych promieni) nazywamy stosunek ilości energji świetlnej przepływającej przez prostopadły przekrój wiązki do czasu i do pola tego przekroju.

Przypuśćmy, że mamy do czynienia z punktem świecącym, który wysyła energję świetlną równomiernie, we wszystkich kierunkach. Niechaj dzielność tego punktu równa się k. Natężenie J światła w odległości r od punktu równa się: $J = \frac{k}{4\pi r^2}$. Jest ono zatem odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości.

Wielkość $\frac{k}{4\pi}$ nazywa się *natężeniem źródła*. Oznaczmy ją przez i. Mamy: $J = \frac{i}{r^2}$.

Niektóre źródła światła tak małe, że je można (przynajmniej w odległości kilku lub kilkunastu metrów) uważać jako punkty świecące, wysyłają światło nierównomiernie. Np. łuk lampy łukowej świeci w kierunku prostopadłym do łuku silniej aniżeli w innych kierunkach. W tym przypadku stosujemy również równanie $J = \frac{i}{r^2}$, jednakowoż wielkości J i i zależą wówczas od kierunku promieni.

Powyższą definicję natężenia źródła możemy rozszerzyć tak, iż będzie się ona stosować do przypadku ogólnego, kiedy źródło światła nie jest punktem, lecz posiada rozmiary skończone.

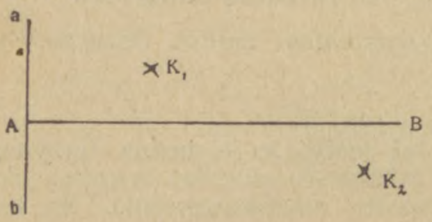
Przypuśćmy, że w miejscu gdzie pewne źródło wzbudza natężenie światła J ustawiliśmy prostopadle do promieni powierzchnię materjalną. Powierzchnia ta będzie wówczas *oświetlona*. Jako miarę jej oświetlenia przyjmujemy wprost natężenie światła.

Oko nasze nie posiada bezpośredniej zdolności rozpozna-

wania, ile razy jedno oświetlenie jest silniejszem od innego, natomiast jesteśmy zdolni orzec, czy oświetlenia dwu powierzchni *graniczących bezpośrednio* ze sobą, oświetlonych światłem jednakowej barwy są równe lub nie. Na tej zasadzie polega urządzenie przyrządów, służących do porównywania natężeń dwu źródeł światła. Źródło światła, mające natężenie i_1, daje na tle białem, ustawionem w odległości r_1, prostopadle do promieni, oświetlenie $\frac{i_1}{r_1^2}$. Drugie źródło o natężeniu i_2, świecąc z odległości r_2, daje na tle białem, graniczącem z tłem oświetlonem przez pierwsze źródło, oświetlenie $\frac{i_2}{r_2^2}$. Zmieniamy odległości r_1 i r_2 dopóty, dopóki oba tła nie będą się nam wydawać jednakowo jasnemi. Wówczas będzie: $\frac{i_1}{r_1^2} = \frac{i_2}{r_2^2}$, przeto $\frac{i_1}{i_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}$.

Zapomocą fotometru wyznaczamy tedy stosunek natężeń dwu źródeł światła. Jeżeli za źródło o natężeniu i_2 weźmiemy t. zw. *świecę*, czyli źródło stałe, przyjęte powszechnie za jednostkę, wówczas stosunek $r_1^2 : r_2^2$ wyrażać będzie i_1 w tej właśnie jednostce.

Istnieją różne rodzaje fotometrów. Wspólną ich zasadę objaśnia ryc. 319. Zasłona przeświecająca albo rozpraszająca światło *ab* (szkło matowe, papier i t. p.) jest przedzielona cienką, nieprzeźroczystą przegrodą *AB* na dwie części. Każda z nich jest oświetlona tylko przez jedno ze źródeł K_1 i K_2. Zmieniamy odległość tych źródeł dopóty, dopóki oświetlenie obu części zasłony nie wyda się jednakowem.



Ryc. 319.

Co dotyczy praktycznej jednostki światła czyli *świecy*, należy zauważyć, że jej dzielność zależy od materjału (wosk, stearyna, parafina), od wysokości płomienia, czystości powietrza i t. p. W Niemczech używana jest t. zw. świeca amylowa Hefner Altenecka (= około 0·84 świecy parafinowej). Jest to lampka, spalająca czysty octan amylowy, za pośrednictwem knota bawełnianego, który całkowicie wypełnia rurkę metalową określonej grubości. Wysokość płomienia, dająca się odpowiednio regulować, ma wynosić 40 *mm*. Kierunek promieni: poziomy.

Oświetlenie, jakie daje jedna świeca w odległości 1-go metra, jest przyjęte jako jednostka oświetlenia (*lux*, dawniej: świeca metrowa). Słońce daje od 12.000 do 50.000 takich jednostek, księżyc około 0·2 i t. d. Oświetlenie książki przy dłuższem czytaniu nie powinno być mniejsze, aniżeli 50 luxów.

Każde źródło światła, o ile ma świecić stale, musi być trwale zasilane energją. Tak np. świeca, lampa naftowa i t. p., zużywają energję chemiczną spalającego się materjału, żarówki pracę elektryczną i t. p. Wszystkie źródła zamieniają tylko pewien ułamek zużytej energji na światło, reszta traci się jako promieniowanie ciemne i ciepło unoszone. Ułamek powyższy nazywa się *wydajnością ekonomiczną źródła*. Jest ona zazwyczaj bardzo

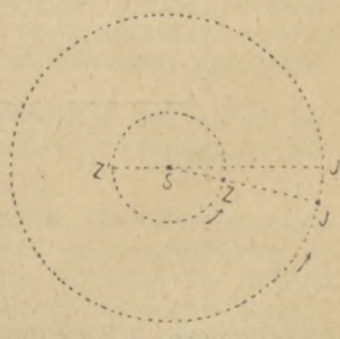
mała. W świecy stearynowej wynosi zaledwie $\frac{1}{400}$, w lampkach elektrycznych łukowych i nowszych żarowych około $\frac{160}{400}$.

326. Prędkość światła. Świecenie słońca lub lampy wydaje się nam zjawiskiem niezmiennem czyli statycznem, w rzeczywistości polega ono, jak zaraz okażemy, na nieustannym ruchu energji ze skończoną prędkością.

Odkrycia tego, jednego z najważniejszych w dziejach nauk przyrodniczych, dokonał astronom duński Olaf Römer w r. 1675, na podstawie obserwacyj, dokonywanych na zaćmieniach księżyca planety Jowisza.

Wyobraźmy sobie, że w odległym jakim punkcie odbywa się perjodycznie jakieś zjawisko świetlne, np. że sygnał jaki świetlny pojawia się w równych odstępach czasu T. Jeżeli to zjawisko odbywa się w A, a obserwator znajduje się nieruchomo w B, to spostrzega on te sygnały w tych odstępach czasu T, w jakich one rzeczywiście u źródła powstają. Gdyby prędkość światła była nieskończenie wielka, wtedy obserwator dostrzegałby te sygnały w tych samych odstępach czasu T także wtedy, gdyby się do ich źródła zbliżał albo od niego oddalał. Inaczej będzie, jeżeli światło rozchodzi się z jakąś skończoną prędkością c. Oddalając się od źródła, obserwator ten dostrzegać będzie sygnały w odstępach czasu dłuższych niż T, albowiem ucieka przed nimi; zbliżając się będzie je spostrzegać w odstępach krótszych, gdyż idzie naprzeciw nich.

Otóż jako taki sygnał świetlny może służyć zaćmienie księżyca Jowisza, czyli jego wejście w cień tej planety. Na podstawie praw ruchu ciał niebieskich należy przypuszczać, że zaćmienia te odbywają się w równych odstępach czasu. Römer dostrzegł, że okresy tych zaćmień wydają się dłuższemi, gdy ziemia oddala się od Jowisza i jego księżyca, aniżeli wtenczas, gdy się ku nim zbliża. Należało przyjąć, że zaćmienia owego satelity zależą w jakiś niewyjaśniony sposób od samego rocznego obiegu ziemi około słońca albo też, że patrząc z ziemi, nie dostrzegamy ich wtedy, gdy się zdarzają rzeczywiście, lecz później — inaczej, że światło potrzebuje pewnego czasu na przejście od Jowisza do ziemi.



Ryc. 320.

Spostrzegając zaćmienia od chwili, gdy ziemia Z (ryc. 320) była w najmniejszej odległości od Jowisza, aż do chwili, gdy jej odegłość zwiększyła się o całą średnicę drogi ziemskiej (ziemia

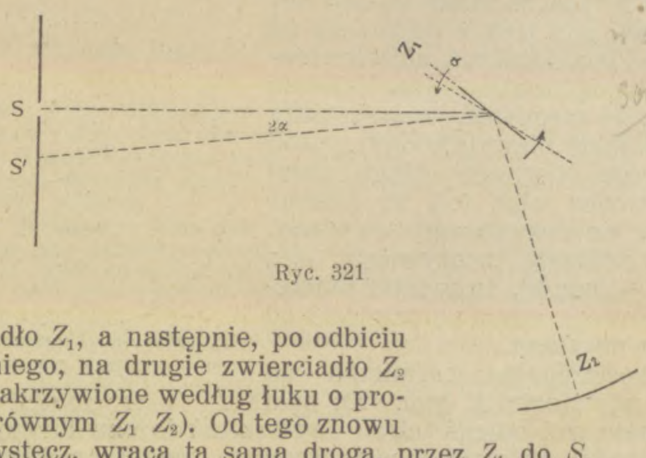
w Z', Jowisz w J'; obrót Jowisza dokoła słońca jest znacznie wolniejszy od obrotu ziemi), Römer znalazł, że ostatnie z tych zaćmień wydarzyło się o 16 minut 42 sekundy (okrągło 1000 sekund) później, aniżeli wypadałoby się spodziewać, sądząc ze znanego okresu obiegu tego księżyca. Przyjąwszy, że to opóźnienie równa się czasowi, którego światło potrzebuje do przebycia średnicy toru ziemi (około 297 miljonów kilometrów), znajdujemy, że prędkość światła w przestrzeni międzyplanetarnej wynosi 297 miljonów *km*: 1000 *sek*, czyli okrągło 300.000 kilometrów na sekundę.

Dla porównania podajemy, że prędkość ruchu ziemi w jej obrocie dokoła słońca wynosi średnio 29·6 $\frac{km}{sek}$; prędkość najszybszych pocisków armatnich około 1 $\frac{km}{sek}$, prędkość głosu 0·32 $\frac{km}{sek}$ i t. d.

327. **Aberacja światła.** Idąc wśród deszczu, padającego pionowo, wydaje nam się, jakoby krople uderzały nas skośnie (ruch względny kropli względem idącego). Podobnież, jeżeli światło odległej gwiazdy trafia poruszającą się ziemię, przypuśćmy w kierunku prostopadłym do kierunku jej ruchu, gwiazda wyda się nam odrobinę przesuniętą naprzód, w tę stronę, w którą się właśnie ziemia porusza, o kąt, równy stosunkowi prędkości ziemi do prędkości światła (w mierze łukowej wynosi on $\frac{30}{300.000}$ czyli 20.5″). Zjawisko to nazywa się aberacją światła gwiazd.

328. **Doświadczenie Foucault'a.** W połowie 19-tego stulecia fizycy francuscy Fizeau i Foucault okazali, że prędkość światła można zmierzyć zapomocą doświadczeń robionych na ziemi, nawet na odległościach nie większych nad parę metrów.

Foucault postępował w sposób następujący. Promień światła, przepuszczony przez wąską szczelinę S (ryc. 321) trafia na płaskie



Ryc. 321

zwierciadło Z_1, a następnie, po odbiciu się od niego, na drugie zwierciadło Z_2 (lekko zakrzywione według łuku o promieniu równym Z_1 Z_2). Od tego znowu odbity wstecz, wraca tą samą drogą, przez Z_1 do S.

Pomyślmy teraz, że zwierciadło Z_1 wiruje bardzo szybko (kilkaset obrotów w sekundzie) około osi prostopadłej do płaszczyzny rysunku. Promień odbity od Z_1, następnie od Z_2, wróciwszy do Z_1 po przebyciu dwukrotnem odległości $Z_1 Z_2$ znajdzie to zwierciadło w zmienionem położeniu, obrócone o malutki kąt α. Wskutek tego nie wróci już do S, lecz przesunie się do innego punktu S'. W S' widać będzie trwale jasność, gdyż opisane zboczenie powtarzać się będzie za każdym obrotem zwierciadła. Mierzy się przesunięcie SS', odległości $Z_1 Z_2$ i SZ_1, tudzież liczbę obrotów n zwierciadła w sekundzie. Prędkość światła można obliczyć na podstawie tych danych, podzieliwszy podwójną odległość $Z_1 Z_2$ przez czas t, w ciągu którego Z_1 obraca się o kąt α. Ponieważ obrót w czasie jednej sekundy wynosi $n. 2\pi$, mamy proporcję $n. 2\pi : 1 = \alpha : t$ skąd $t = \frac{\alpha}{2\pi n}$; nadto jest $2\alpha = SZ_1 S'$, co wynika ze znanego prawa odbicia; ponieważ kąt α jest mały, można napisać: $2\alpha = \frac{SS'}{SZ_1}$, zatem ostatecznie $c = 8\pi . n. Z_1 Z_2 \frac{SZ_1}{SS'}$.

Pomiary, wykonane przez Foucault'a i innych badaczy, dały znowu liczbę mało co różną od 300.000 $\frac{km}{sek}$.

W doświadczeniach Foucault'a odległość zwierciadeł Z_1 i Z_2 wynosiła zaledwie kilka metrów. Można było zatem zmierzyć prędkość światła nietylko w powietrzu lub próżni, lecz i w innych ciałach przeźroczystych. Wstawiwszy między oba zwierciadła długą rurę, napełnioną wodą, Foucault odkrył ważny fakt, że prędkość światła w wodzie jest znacznie mniejsza niż w próżni, bo wynosi tylko 225.000 $\frac{km}{sek}$.

We wszystkich ośrodkach, z wyjątkiem próżni, prędkość światła okazała się zależną od rodzaju promieniowania czyli od barwy. W próżni wszelkie odmiany promieniowania mają jednakową prędkość.

Żadnego natomiast wpływu na prędkość nie ma ani natężenie promieniowania ani rodzaj źródła, z którego ono pochodzi.

329. Teorja emisyjna i teorja falowa światła. Zjawiska promieniowania w ogólności, a świecenia w szczególności, są tak różnorodne i zawiłe, że zrozumienie ich staje się łatwem dopiero wtedy, gdy utworzymy sobie na nie pogląd teoretyczny czyli pewien układ założeń, z którychby mogły one wynikać w sposób wolny od sprzeczności.

Przez długi czas panowała w nauce *teorja emisyjna* promieniowania, której rzecznikiem był także Newton. Przyjmowała ona, że ciała świecące wyrzucają z siebie materję świetlną

w postaci bardzo drobnych ciałek, poruszających się następnie ruchem jednostajnym po linjach prostych. Linje te były to promienie światła.

W ten sposób teorja emisyjna zdawała sprawę w sposób nader prosty z takich zasadniczych zjawisk świetlnych, jak prostolinjowe rozchodzenie się ze skończoną prędkością, aberacja światła i t. d. Wszelako, żeby wytłumaczyć odbijanie się i załamanie światła, teorja ta musiała już uciekać się do założeń dodatkowych, które prowadziły do sprzecznego z doświadczeniem wniosku, że prędkość światła w ośrodkach przeźroczystych jest większa, aniżeli w próżni. Nawet wtedy nie mogła ona jeszcze zdać sprawy ze zjawisk uginania się światła. Do ostatecznego zarzucenia teorji emisyjnej przyczyniło się jednak najwięcej odkrycie zjawisk tak zwanej interferencji, w której dwie wiązki światła, w pewnych warunkach spotykając się w jednem miejscu, zamiast wzmożonego oświetlenia, dają zupełną ciemność. Uważając światło za materję, nie moglibyśmy zrozumieć, w jaki sposób jedna materja może drugą niszczyć.

Miejsce teorji emisyjnej zajęła teorja *falowa*, postawiona pierwotnie jeszcze w XVII wieku przez holenderskiego uczonego Huygensa. Dzięki jednak powadze Newtona zapomniano o niej zupełnie. Odżyła dopiero pod koniec XVIII wieku, po odkryciu zjawisk interferencji, zbadanych przez lekarza angielskiego Tomasza Younga. Najwięcej zasługi około ostatecznego jej ugruntowania położył inżynier francuski August Fresnel w początku XIX stulecia.

Według tej teorji światło polega na rozchodzeniu się drobnych, niedostrzegalnych zosobna fal perjodycznych, w ośrodku, otaczającym ciało świecące. Ponieważ światło może się rozchodzić w próżni, teorja ta przyjmuje, że cały wszechświat jest wypełniony hipotecznym ośrodkiem czyli eterem. Teorja falowa, w najogólniejszej swej postaci, nie czyni założeń co do rodzaju tego falowania. Pierwotnie fale świetlne były uważane jako drgania eteru, obecnie, po znanych nam odkryciach Hertza (patrz ust. 322), uważamy je za fale elektromagnetyczne w tym ośrodku.

Teorja falowa zakłada zatem, że promienie światła mają ustrój falisty w przestrzeni i w czasie. Na promieniu światła można wyodrębnić odcinki równej długości, liczące się na dziesięciotysięczne części milimetra, mające tę własność, że to, co się dzieje w obrębie jednego odcinka, jest czemś przeciwnem temu, co się dzieje w obrębie sąsiedniego. Jeżeli zatem zmianę stanu eteru w różnych punktach promienia przedstawimy wykreślnie zapomocą odcinków do promienia prostopadłych, otrzymamy obraz zupełnie analogiczny do obrazu struny drgającej (patrz ryc. 138).

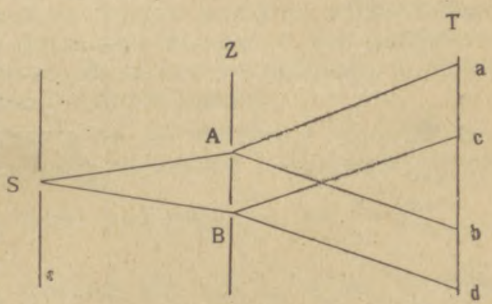
Zmiany stanu punktów ośrodka leżących na promieniu,

przedstawione zapomocą linji falowej, nie utrzymują się nieruchomo w czasie, lecz lecą naprzód z prędkością światła. Przez jakąkolwiek cząsteczkę, leżącą na promieniu światła, przebiegają zatem kolejno „grzbiety“ i „doliny“ tej linji, co oznacza, że stan tych cząsteczek ulega w czasie perjodycznym zmianom, które można nazwać w ogólności drganiem świetlnem. Cała wogóle nomenklatura w opisie fal świetlnych jest taka sama, jak ta, którejśmy używali przy opisie fal ruchowych. A zatem stan zmiany ośrodka w uważanym punkcie nazywamy *fazą drgania*. Odległość dwu punktów, mających jednakowe fazy, nazywa się *długością fali* (λ). Wreszcie czas (T), który upływa między pojawieniem się dwu indentycznych faz w pewnym punkcie, nosi nazwę *okresu* fali. Mamy oczywiście związek $\lambda = cT$, w czem c oznacza prędkość światła.

330. Interferencja światła. Ponieważ na promieniu światła istnieją w myśl teorji falowej punkty, w których zmiany ośrodka są biegunowo przeciwne (punkty, w których fazy drgania są wprost przeciwne), wynika stąd natychmiast wniosek, że jeżeli w jednym punkcie ośrodka spotkają się dwie fale o równych amplitudach, w fazach zawsze wprost przeciwnych, to zniosą się one nawzajem, na skutek interferencji (por. ust. 117). Można ją najprościej okazać zapomocą następującego doświadczenia Younga.

Weźmy jakąś wąską, świecącą linję, np. światło, wychodzące z wąziutkiej szczeliny S, wyciętej w blasze, oświetlonej silnem jakiem źródłem światła (ryc. 322).

Poza tą blachą ustawmy drugą Z, w której wycięto dwie takie szczeliny A i B, bardzo blisko siebie, równolegle do pierwszej. Ustawmy wreszcie za całym tym przyrządem białą tablicę (ekran) T albo nawet samo tylko oko. Gdyby światło rozchodziło się ściśle po linjach prostych, otrzymalibyśmy wtedy na tablicy dwa wąskie, równoległe paski świetlne. Ponieważ jednak w każdej ze szczelin A i B zachodzi silne uginanie się światła (por. ust. 337), wychodzą z nich szeroko rozchodzące się snopy światła Aab i Acd, które częściowo zachodzą na siebie. Skutek uginania jest ten, jak gdyby każda ze szczelin A i B była samodzielnem źródłem światła.



Ryc. 322.

Możnaby przypuszczać, że w obszarze, gdzie obydwa snopy

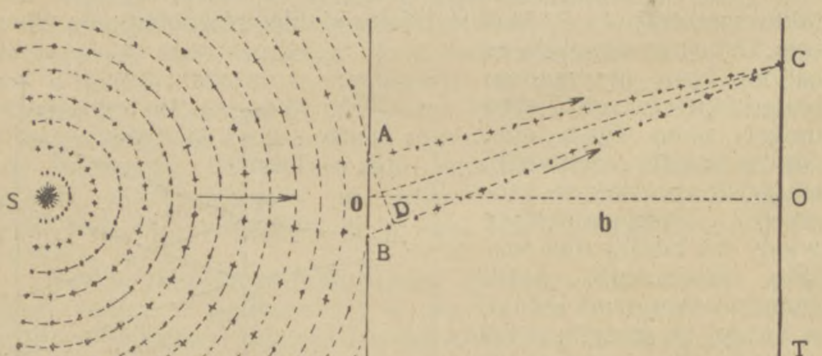
światła się spotykają, powinniśmy otrzymać wszędzie wzmocnienie światła. Tymczasem tak nie jest: w obrębie wspólnym *bc* powstają *prążki* czyli wąskie paski, równoległe do szczelin, naprzemian *jasne* i *ciemne* czyli t. zw. *prążki interferencyjne*.

Charakter tych prążków, ich czystość i rozmieszczenie zależą w wybitnym stopniu od natury użytego światła. Istnieją źródła, dające t. zw. *jednorodne światło*, przy użyciu których charakter prążków interferencyjnych jest możliwie najprostszy; tworzą się wszędzie w jednakowych odstępach, a prążki ciemne są rzeczywiście czarne. W świetle białem (światło słoneczne, lampy łukowej i t. p.) nie są zupełnie czarne, w dodatku są na brzegach zabarwione barwami tęczy.

Istnieją różne sposoby otrzymywania światła jednorodnego. Światło czerwone, dostatecznie jednorodne, przepuszcza np. szkło czerwone, ustawione przed lampą, wysyłającą białe światło. Jednorodnem również, ale mniej silnem, jest t. zw. światło sodowe, barwy pomarańczowo-żółtej, które wydaje płomień spirytusowy albo gazowy nieświecący, jeżeli się w nim umieści odrobinę soli kuchennej, np. knot napojony solą.

Prążki interferencyjne w obrębie *bc* powstają dzięki współdziałaniu obydwu wiązek światła, wychodzących z *A* i *B*. Istotnie, jeżeli jedną z tych szczelin zasłonimy kartką papieru, natychmiast prążki znikają.

331. Teorja doświadczenia Younga. Zdajmy sobie sprawę z interferencji światła w doświadczeniu Younga na podstawie



Ryc. 323.

teorji falowej światła. Narysujmy jeszcze raz w przekroju prostopadłym powyżej opisany przyrząd (ryc. 323), ze źródłem *S*, z dwiema szczelinami *A* i *B*, w których fale, idące ze źródła *S*, podtrzymują nieustanne i zupełnie jednakowe drgania; stany

drgania są naznaczone na rycinie krzyżykami, które mogą oznaczać np. grzbiety i kropkami, które oznaczają doliny. Przypuśćmy, że światło użyte w doświadczeniu jest jednorodne. Przekonamy się, że w punkcie O, leżącym na prostopadłej, wychodzącej z S, panuje zawsze jasność, gdyż promienie AO i BO, dochodzące do tego punktu ze szczelin A i B, przebywając jednakowej długości drogi, przynoszą do punktu O fazy zawsze zgodne. Natomiast w punkcie C, takim iż różnica jego odległości od szczelin wynosi połowę długości fali $\frac{\lambda}{2}$ użytego światła, będzie ciemność, gdyż faza na jednym promieniu będzie tam przeciwna, aniżeli na drugim; ponieważ kąt ACB jest zawsze mały, możemy za tę różnicę dróg wziąć długość BD, jaką na promieniu BC odcina prostopadła AD, spuszczona z A.

Jeżeli C leży na pierwszym prążku ciemnym, wtedy $BD = \frac{\lambda}{2}$. Rzecz prosta, że po przeciwnej stronie punktu O znajdować się musi drugi ciemny prążek. Oznaczmy odległość tych prążków ciemnych od siebie przez δ. Wtedy $CO = \frac{\delta}{2}$. Przechodząc do coraz to dalej od O położonych punktów, będziemy spotykali takie, dla których różnica odległości od szczelin, czyli różnica dróg obu spotykających się promieni, będzie wynosić $3\frac{\lambda}{2}, 5\frac{\lambda}{2}$, wogóle nieparzystą wielokrotność połowy długości fali. W tych wszystkich punktach będzie ciemność; punkty te przedstawiają przekroje ciemnych prążków interferencyjnych.

Między temi punktami będą się znajdować takie, w których różnica dróg obu promieni wynosi parzystą wielokrotność połowy długości fali; fazy drgań obu fal będą w tych wszystkich punktach zgodne, zatem fale będą się tam wzmacniały, a punkty przedstawiać będą przekroje prążków jasnych.

Oznaczmy jeszcze przez $a = AB$ odległość szczelin, zaś przez $b = oO$ odległość szczelin od tablicy. Ponieważ trójkąty $O\,o\,C$ i ABD są podobne, mamy związek: $\frac{\delta}{2} : oC = BD : a$; ponieważ $BD = \frac{\lambda}{2}$, zaś zamiast oC można wziąć w wielkiem przybliżeniu b, mamy: $\frac{\delta}{2} : b = \frac{\lambda}{2} : a$, skąd dostajemy $\lambda = \frac{a\delta}{b}$, albo: $\delta = \lambda\,\frac{b}{a}$.

332. **Światło jednorodne. Długość fali świetlnej.** Związek powyższy mówi, że odstęp prążków δ jest tem większy, im większa jest długość fali użytego światła. Ponieważ doświadczenie uczy, że odstęp prążków zależy od barwy światła (jednorodnego, np. w świetle czerwonem odstęp prążków jest większy, aniżeli w żółtem), musimy wyprowadzić stąd wniosek, że *cechą fizyczną barwy jednorodnego światła jest jego długość fali.*

Zjawiska interferencji dają jednak podstawę do dokładniejszego określenia drgań, powodujących wrażenie barwy w świetle jednorodnem. Mówiliśmy już o tem, że takie światło daje interferencję zupełną, t. j. że przy jego użyciu powstają prążki interferencyjne czarne, w równych odstępach. Jest to możliwem tylko w takim razie, jeżeli zmiany świetlne mają przebieg, odpowiadający drganiom prostym albo — jak je inaczej nazywają — harmonicznym czyli wahadłowym (patrz ust. 28); zmiany takie wyrażają się przez znany wzór: $s = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} + \alpha_0\right)$. Albowiem tylko takie dwa drgania składają się na drganie wypadkowe, które jest znowu harmonicznem (posiada ten sam okres T); jeżeli w dodatku fazy drgań są przeciwne, a amplitudy jednakowe, to wtedy drgania się zniosą.

Inne zmiany perjodyczne, odbywające się według innego prawa, nie dawałyby w ogólności interferencji zupełnej. Każdą bowiem zmianę perjodyczną można rozłożyć na szereg zmian harmonicznych (według prawa Fouriera, patrz ust. 129), podobnie jak dźwięki rozkładają się na tony; każda z tych składowych tworzyłaby własny system prążków interferencyjnych, w różnych odstępach. Zatem prążki nie mogłyby być wtedy zupełnie czarne i odstępy ich nie byłyby jednakowe.

Doświadczenie Younga daje możność zmierzenia długości fali świetlnej; ponieważ bowiem jest $\lambda = \frac{a\delta}{b}$, zatem zmierzywszy a, δ i b możemy obliczyć λ. Tak np. w pewnem doświadczeniu ze światłem sodowem odstęp szczelin wynosił $a = 0{\cdot}5$ *mm*, odległość tła $b = 600$ *mm*. Znaleziono $\delta = 0{\cdot}71$ *mm*. Obliczamy: $\lambda = 0{\cdot}5 \times 0{\cdot}71 : 600 = 0{\cdot}00059$ *mm*. W świetle czerwonem znaleźlibyśmy podobnie $\lambda = 0{\cdot}00066$ *mm* i t. d. Fale świetlne mają tedy długości bardzo małe, ale skończone: na średnicy włosa zmieściłoby się ich około stu. Ażeby uniknąć zbyt małych ułamkowych liczb, wyraża się zazwyczaj długość fal w mikronach (μ), czyli tysięcznych milimetra; a więc np. w świetle sodowem $\lambda = 0{\cdot}59\ \mu$.

Sposób powyższy mierzenia λ nie jest zbytnio dokładny. Przekonamy się później, że istnieją metody, które pozwalają określić λ daleko dokładniej.

333. **Częstość drgań świetlnych.** Zmiany ośrodka, ułożone

perjodycznie na promieniu świetlnym, biegną naprzód, wzdłuż promienia, z prędkością światła *c*. W każdej zatem cząstce zachodzą zmiany, powtarzające się perjodycznie, naprzemian to w jednym, to w przeciwnym kierunku. Ilość tych zmian w sekundzie czyli t. zw. ich *częstość* (ust. 124) określona jest wzorem $n = \frac{c}{\lambda}$.

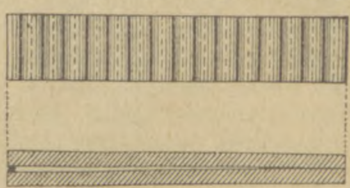
W świetle sodowem np. znaleźliśmy wyżej $\lambda = 0{\cdot}00059$ *mm*; prędkość *c* w powietrzu, wyrażona w tej samej mierze, wynosi 300.000.000.000 $\frac{mm}{sek}$, zatem częstość drgań będzie:

$$n = \frac{300000000000}{0{\cdot}00059} = 500 \,.\, 10^{12},$$ t. j. 500 biljonów w sekundzie.

W świetle czerwonem znaleźlibyśmy około 450 biljonów i t. p.

334. **Prążki Newtona.** Prócz sposobu Younga mamy wiele innych jeszcze sposobów wywołania zjawisk interferencji. Do najciekawszych należą te, w których światło odbija się od cienkiej warstewki jakiegokolwiek przeźroczystego ciała. Przypuśćmy np., że światło płomienia sodowego odbija się od cienkiej płytki szklanej, od błonki mydlanej, tłuszczu i t. p. Otrzymuje się wtedy dwa obrazy odbite. Jeżeli płytka jest bardzo cienka, obrazy te niemal się nakrywają. Część światła odbija się od ściany przedniej, część zaś wnika w płytkę i odbija się od tylnej, poczem miesza się ze światłem odbitem od pierwszej. Ta część druga, dogoniwszy pierwszą, będzie względem niej opóźnioną. Jeżeli z tego opóźnienia wyniknie przeciwieństwo faz obu tych części odbitych, wówczas one znoszą się wzajemnie i nie otrzymamy światła odbitego.

Istotnie, cienkie przeźroczyste płytki odbijają zależnie od grubości mniej lub więcej światła, niekiedy nie odbijają wcale. Obraz płomienia, widziany przez odbicie w płytce o niejednostajnej grubości, okazuje się rzeczywiście przeciętym szeregiem prążków, naprzemian jasnych i ciemnych, łączących miejsca jednakowej grubości. Wystarczy przyłożyć do siebie płaszczyznami dwa kawałki pospolitych szyb szklanych, żeby zobaczyć te prążki w świetle jednorodnem, np. sodowem; one tworzą się w cienkiej warstewce powietrza, zamkniętej między szybami.



Ryc. 324.

W świetle białem (dziennem) płytki tego rodzaju (np. bańki mydlane) okazują częstokroć żywe barwy, jakkolwiek same są niezabarwione. Pochodzi to stąd, że światło białe jest mieszaniną barw jednorodnych, które dają prążki ciemne w różnych miejscach płytki.

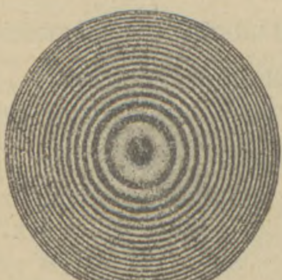
Kształt takich prążków, powstających przez odbicie światła,

zależy od kształtu warstwy, w której się one tworzą. Tak np. warstwa klinowata powietrza (ryc. 324), jaką się otrzymuje, jeżeli przyłożyć do siebie krawędzią dwie tafelki szklane, daje szereg prążków prostych, równoległych do krawędzi, w jednakowych od siebie odstępach.



Ryc. 325.

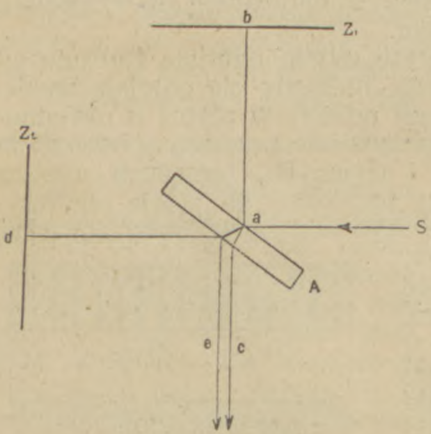
Jeżeli znowu do płaskiej tafelki szklanej przyciśniemy drugą zlekka wypukłą (słabo zakrzywioną soczewkę płasko-wypukłą ryc. 325), jak to uczynił Newton, otrzymamy w świetle jednorodnem szereg pierścieni współśrodkowych, naprzemian jasnych i ciemnych, o środku ciemnym (pierścienie Newtona, ryc. 326).



Ryc. 326.

335. Interferometr Michelsona. Na zasadzie zjawisk interferencji zbudowany jest jeden z najdokładniejszych przyrządów mierniczych, tak zwany interferometr Michelsona (rys. 327).

Istotną częścią tego przyrządu jest przeźroczysta, gruba płyta szklana *A*, o ścianach płaskich i dokładnie do siebie równoległych. Światło *S*, padające pod kątem 45° na płytę, częściowo się od niej odbija wzdłuż *ab*, częściowo przez nią przechodzi wzdłuż *ad*. Zwierciadła Z_1 i Z_2, ustawione prostopadle do tych promieni, odbijają je wstecz; jeden wzdłuż *b a O* przechodzi przez płytę *A*, drugi wzdłuż *deO* odbija się od niej. Promienie te posiadają różnicę faz, zależną od odległości zwierciadeł Z_1 i Z_2 i od grubości płyty. Jedno ze zwierciadeł np. Z_1 można zapomocą śruby mikrometrycznej odsuwać od płyty albo do niej przysuwać, co pozwala różnicę faz dowolnie zmieniać.



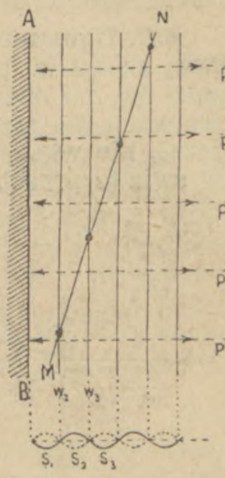
Ryc. 327.

Jeżeli to zwierciadło przesuniemy tylko o $\frac{\lambda}{4}$, droga promienia *abo* zmieni się o $\frac{\lambda}{2}$, wskutek czego środek

pola widzenia stanie się ciemnym, jeżeli przedtem był jasny. Tą drogą można krok śruby wymierzyć długością fali światła, a tem samem uczynić długość fali światła jednostką miar długości. Michelson znalazł np., że w długości metra mieści się 1553163·5 fal światła czerwonego, jakie wydają rozżarzone pary kadmu (ten rodzaj światła odznacza się doskonałą jednorodnością).

Patrząc w kierunku *ce* przez lunetę, widzi się w interferometrze, podobnie jak w szkiełku Newtona, prążki naprzemian jasne i ciemne, a to z powodu, iż oprócz środkowego także i inne promienie ulegają interferencji.

336. Fale świetlne stojące. Podobnie jak w zwykłem falowaniu, można również w świetle wywołać fale stojące (ust. 119), mianowicie wtedy, gdy układ fal świetlnych spotka się z drugim podobnym układem, postępującym w kierunku przeciwnym. Fizyk niemiecki Wiener otrzymał takie stojące fale świetlne w następujący sposób. Na płaskie srebrne zwierciadło *AB* (ryc. 328) pada prostopadle wiązka jednorodnych i równoległych promieni *p*, *p*, *p*.... i odbija się wstecz, prostopadle do *AB*. Promienie są to kierunki ruchu fal; mamy zatem szereg fal płaskich, dążących ciągle do zwierciadła i drugi podobny szereg, poruszający się w kierunku przeciwnym. W tych warunkach tworzą się, jak wiemy (ust. 119), węzły, a raczej płaszczyzny węzłowe *AB*, w_2, w_3..., równoległe do zwierciadła, oddalone od siebie o połowę długości fali; w węzłach drganie świetlne jest trwale zniesione, w strzałkach natomiast s_1, s_3, s_2..., pośrodku między węzłami, wypadkowe drganie jest najsilniejsze.



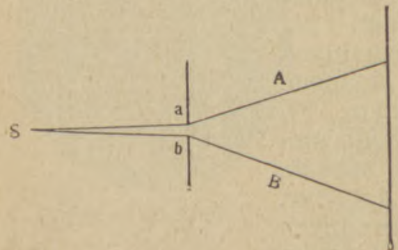
Ryc. 328.

Trudność sprawdzenia tego zjawiska leży w tem, że odstępy płaszczyzn węzłowych są niezmiernie małe. Wiener ominął ją następującym sposobem. Płaszczyznę *MN* przecinają ukośnie płaszczyzny węzłowe; im mniejsze będzie jej pochylenie ku płaszczyźnie zwierciadła, tem szerzej rozstąpią się na niej ślady płaszczyzn węzłowych. Można uczynić je widzialnemi, jeżeli się ustawi na miejsce *MN* płytę fotograficzną, przeźroczystą i możliwie cienką. Po wywołaniu obrazu fotograficznego otrzymuje się rzeczywiście prążki, odpowiadające węzłom fal stojących.

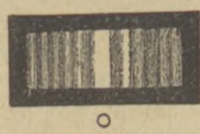
Połóżmy taką przeźroczystą płytkę fotograficzną na zwierciadlanej powierzchni rtęci i rzućmy na nią wiązkę promieni np. czerwonych. We wnętrzu płytki wytworzą się wtedy płaszczyzny węzłów i strzałek, a w tych ostatnich po wywołaniu wydzielą się równoległe do siebie warstewki srebra metalicznego tak cienkie, że przez nie światło swobodnie przechodzi. Płytka taka oglądana w odbitem świetle białem okaże nam barwę czerwoną tego rodzaju, jak światło, którem była naświetloną. Istotnie, z różnobarwnych

składników światła białego tylko promienie czerwone, odbijające się od warstewek oddalonych od siebie o $\frac{\lambda}{2}$, będą się spotykały w jednakowych fazach (różnica dróg $= 2 \frac{\lambda}{2}, 4 \frac{\lambda}{2}$ i t. d.), słowem będą się wzmacniały, podczas gdy wszystkie inne odbijać się będą nierównie słabiej. Metodę tę zastosował Lippmann do otrzymania fotografji w barwach naturalnych.

337. Uginanie się światła. Zasada Huygensa. Fale świetlne różnią się od fal głosowych, pozornie zasadniczo: światło rozchodzi się po linjach prostych, podczas gdy głos w zwykłych warunkach nie rozchodzi się prostolinjowo; wszak można kogoś słyszeć, nie widząc go. Różnica ta jednak znika w przypadkach, gdy światło przechodzi przez małe otwory, lub gdy trafia na



Ryc. 329 a.

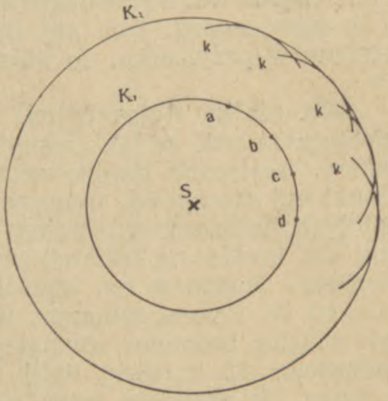


Ryc. 329 b.

małe zasłony. Wtedy występuje wybitnie *uginanie się światła*, czyli *dyfrakcja:* pod nazwą tą rozumiemy odchylanie się promieni świetlnych od kierunków, jakich wymaga prawo prostolinijnego rozchodzenia światła. Rzućmy np. wiązkę silnych jednorodnych promieni, wychodzących z punktu albo lepiej z linji świecącej *S* (ryc. 329 a), na wąską szczelinę *ab*, wyciętą w nieprzeźroczystej zasłonie. Gdyby światło rozchodziło się ściśle według prawa linij prostych, obręb jego rozchodzenia się w przekroju prostopadłym do szczeliny byłby ograniczony prostemi, jakie otrzymamy, przedłużając *Sa* i *Sb*. Tymczasem w rzeczywistości powstanie silnie rozbieżny pęk promieni *AB*. Istotnie, na tablicy *T* zobaczymy szeroki pasek świetlny *O* (ryc. 329 b), któremu towarzyszą na brzegach prążki naprzemian ciemne i jasne. Rozmiary tego *obrazu dyfrakcyjnego* będą tem większe, im węższa jest szczelina; gdyby ona była bardzo małą w porównaniu z długością fali światła, każdy jej punkt zachowywałby się jak punkt świecący, promienie rozchodziłyby się z niego równomiernie na wszystkie strony. W tym przypadku światło rozchodziłoby się tedy, jak głos przez drzwi.

Zjawisko powyższe można uważać jako potwierdzenie tak zwanej *zasady Huygensa*, mającej liczne zastosowania w rozwa-

żaniach optycznych. Głosi ona, że każda cząsteczka eteru, trafiona przez falę świetlną, zachowuje się jak nowe, drugorzędne źródło, które wysyła nowe fale, zwane *cząstkowemi*. Te właśnie fale doprowadzają po pewnym czasie drgania świetlne do dalszych cząstek ośrodka. Kształt fali tego drgania otrzymamy, prowadząc t. zw. powierzchnię „owijającą“ wszystkie fale cząstkowe. Powierzchnia owijająca posiada tę własność, że w punktach wspólnych z powierzchniami owijanemi posiada również wspólne styczne. Zastosujmy tę zasadę np. do przypadku punktu świecącego S (ryc. 330), znajdującego się w ośrodku jednolitym. Dzięki doskonałej symetrji punkt ten wysyła fale kuliste; drganie świetlne, wychodzące z S, znajdzie się po upływie czasu t_1 na kuli K_1 o promieniu r_1 takim, iż $r_1 = ct_1$ (c jest prędkością światła), po upływie czasu t_2 — na kuli K_2 o promieniu $r_2 = ct_2$ i t. d. Otóż, chcąc rozstrzygnąć na podstawie zasady Huygensa, dokąd drganie świetlne dojdzie np. po upływie czasu t_2, możemy zapomnieć, że mamy do czynienia z punktem świecącym S. Natomiast zakładamy, że — punkty $a, b, c\ldots$ kuli K_1 stały się drugorzędnemi źródłami, które wysyłają cząstkowe fale kuliste. Źródła te doprowadzą drganie świetlne w czasie t_2 na odległość $R = c(t_2 - t_1)$. Drganie wypadkowe znajdować się będzie na powierzchni owijającej powierzchnie wszystkich tych fal cząstkowych. Powierzchnia ta będzie kulą o promieniu $r+R$, czyli właśnie kulą K_2.



Ryc. 330.

Dyfrakcja światła występuje także w przypadkach, gdy otwory lub zasłony mają rozmiary nawet bardzo duże (w porównaniu z długością fali światła), ale wtedy objawia się ona wyraźnie tylko na granicy cienia geometrycznego, t. zn. cienia, jaki by się utworzył, gdyby prawo prostolinjowego rozchodzenia się było zupełnie ścisłe. Istotnie, doświadczenie uczy, że granica ta nigdy nie jest zupełnie ostra: na skutek ugięcia światło pojawia się częściowo tam, gdzie już powinien być cień i naodwrót; inaczej mówiąc, występują w pobliżu granicy prążki dyfrakcyjne, których kształt zależy od kształtu otworu lub zasłony. Odstępstwa od prawa prostolinjowego rozchodzenia się światła są jednak w tym przypadku tylko nieznaczne, częstokroć można je pominąć zupełnie.

Przy pomocy zasady Huygensa można często przewidzieć zgóry, jak będzie wyglądać obraz dyfrakcyjny otworu lub zasłony danego kształtu i rozmiarów; należy przytem pamiętać, że fale cząstkowe, wychodzące z różnych punktów otworu, zdolne są do interferencji. Tem się tłumaczą prążki naprzemian jasne i ciemne w przypadku, do którego się odnosi ryc. 329.

338. **Siatka dyfrakcyjna.** Na szczególną uwagę zasługuje dyfrakcja światła w tak zwanych siatkach dyfrakcyjnych. Są to zasłony, opatrzone bardzo wielką liczbą szczelin równoległych, jednakowej szerokości. Grubsze siatki sporządza się z drucików napiętych na ramce w równych odstępach; dokładniejsze otrzymuje się, kreśląc na szklanej płytce diamentem szereg rys równoległych. Można w ten sposób dojść do tego, że liczba rys dochodzi do 1000 na milimetr. Rzućmy na taką siatkę falę płaską, czyli wiązkę promieni równoległych światła jednorodnego, wychodzącego np. z ostrej liniji świecącej, równoległej do szpar na siatce. Po przejściu przez siatkę wiązka ta rozszczepi się na cały szereg wiązek równoległych, z których pierwsza biegnie w przedłużeniu wiązki padającej; dwie inne są od niej odchylone o pewien kąt, jedna na prawo, druga na lewo i t. d.

Gdybyśmy za siatką postawili soczewkę zbierającą, wtedy każda z tych wiązek dałaby obraz w płaszczyźnie ogniskowej soczewki, w postaci ostrej linji. Obrazy, pochodzące od wiązek ugiętych, noszą nazwę *widm dyfrakcyjnych.* Obok obrazu głównego mamy na prawo i na lewo dwa widma, zwane *widmami rzędu pierwszego*, potem idą *widma rzędu drugiego* i dalszych.

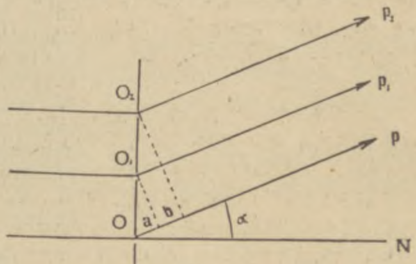
Widać to na ryc. 334, gdzie linja S przedstawia obraz środkowy nieugięty, natomiast linje c obrazy dyfrakcyjne otrzymane w świetle czerwonem, f w fioletowem.

Podobnież, gdybyśmy przez siatkę spojrzeli np. na odległy płomień, zobaczylibyśmy nie jeden, lecz cały szereg płomieni, odchylonych na prawo i lewo od środkowego.

Opisane zjawisko tłumaczy się, jak następuje: w każdej ze szparek siatki następuje ugięcie się światła na wszystkie strony. Jednakowoż promienie biegnące ze wszystkich szparek w jednym kierunku zdolne są do interferencji; mogą się zatem wzmacniać albo osłabiać. Przypuśćmy np., że chodzi o działanie trzech tylko szparek O, O_1, O_2 (ryc. 331). Widać odrazu, że promienie środkowe N, biegnące w przedłużeniu promieni padających, po skupieniu przez soczewkę, wzmocnią się nawzajem, gdyż mają do przebycia równe drogi.

Promienie natomiast p, p_1, p_2, które wychodzą z otworków pod pewnym kątem α, przebywają niejednakowe drogi. Jeżeli z O_1 i O_2 rzucimy prostopadłe do promienia wychodzącego z O,

zobaczymy, że różnica dróg promieni, wychodzących O_1 i O_2 wynosi $ab=Oa$, zaś promieni, wychodzących O i O_2 równa się $Ob=2\,Oa$ i t. d. Jeżeli odcinek $Oa=\lambda$, 2λ, 3λ i t. d., wtedy fazy promieni, wychodzących ze wszystkich szparek pod kątem α, będą zgodne, a zatem w tym kierunku będziemy mieli światło. Ponieważ odcinek $Oa=a\sin\alpha$ (a oznacza odstęp dwu szparek), zatem równaniami, określającemi kierunki, w których światło wychodzi z siatki, będą równania następujące:



Ryc. 331.

$$\sin\alpha_1=\frac{\lambda}{a}$$

$$\sin\alpha_2=2\,\frac{\lambda}{a}$$

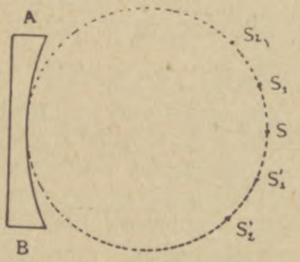
$$\sin\alpha_3=3\,\frac{\lambda}{a}\quad \text{i t. d.}$$

Równania te stosują się kolejno do widm rzędu pierwszego, drugiego, trzeciego i tak dalej.

Łatwo się przekonać, że promienie wzmacniają się *tylko* w kierunkach, określonych powyższemi równaniami, inne się znoszą. Na skutek tego widma dyfrakcyjne siatki, w przeciwieństwie do prążków otrzymywanych przez jedną tylko szczelinę, są ostre i wyraźne. Przypuśćmy np., żeby tego dowieść, że różnica dróg Oa, różni się tylko odrobinę od λ, że wynosi np. $\lambda+\frac{\lambda}{100}$. Ta różnica nie sprawiłaby jeszcze znacznego osłabienia światła; zważmy jednak, że promień wychodzący z pierwszej szparki, będzie się wtedy różnił z promieniem wychodzącym z trzeciej o $2\lambda+2\frac{\lambda}{100}$, z promieniem wychodzącym z czwartej o $3\lambda+3\frac{\lambda}{100}$, zaś z 51-szej o $50\lambda+50\,\frac{\lambda}{100}$ czyli o $50\lambda+\frac{\lambda}{2}$. Zatem działanie szparek 1-szej i 51-szej znosi się nawzajem, tak samo znoszą się działania 2 i 52, 3 i 53 i t. d. Nie zniesionem zostanie działanie conajwyżej ostatnich 50 szparek, ale wobec wielkiej ilości wszystkich światło, które od nich pochodzi, będzie zupełnie nieznaczne w porównaniu ze światłem, jakie daje cała siatka.

Zamiast siatki przeźroczystej można z równym skutkiem użyć metalowego zwierciadła, na którem nakreślone są równoległe rysy w jednakowych odstępach. Wąziutkie paski zwierciadlane, pozostawione między rysami, odbijając światło, działają zupełnie tak samo, jak szparki siatki przeźroczystej.

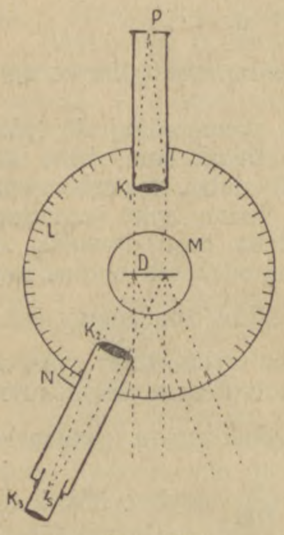
W wielu doświadczeniach nie jest pożądanem użycie soczewek do zbierania wiązek ugiętych, wychodzących z siatki: soczewki pochłaniają niektóre rodzaje promieniowania, np. promienie podczerwone i nadfiołkowe. Ażeby tej niedogodności uniknąć, fizyk amerykański Rowland wpadł na pomysł kreślenia siatek zwierciadlanych na powierzchni zwierciadła wklęsłego. Siatka Rowlanda spełnia podwójne zadanie: ugina światło, a równocześnie zbiera wiązki ugięte w ogniska. Na ryc. 332 uwidoczniony jest sposób działania takiej siatki; S jest przekrojem linji świecącej, znajdującej się w środku krzywizny siatki. AB przekrojem siatki. Widma dyfrakcyjne S_1, S_1', S_2, S'_2 i t. d.... tworzą się na obwodzie koła, którego średnica równa się promieniowi siatki.



Ryc. 332.

339. Pomiar długości fal świetlnych. Wielkość kąta ugięcia widm światła jednorodnego zależy, jak to mówią wzory, wyprowadzone w ustępie poprzednim, od długości fali światła. Istotnie w świetle np. czerwonem kąty te są większe, aniżeli w świetle sodowem, w sodowem większe, aniżeli w zielonem i t. d. Ponieważ pomiary zarówno kąta ugięcia, jak też odstępu szparek na siatce nie przedstawiają żadnych trudności, mamy w siatce dyfrakcyjnej najdoskonalszy przyrząd do mierzenia długości fal różnych świateł jednorodnych.

Tą drogą znaleziono, że pomarańczowo-żółte światło sodowe posiada $\lambda = 0{\cdot}589\ \mu$. Zielone światło, jakie otrzymujemy, jeżeli w płomieniu nieświecącym umieścimy sól talową, daje falę $\lambda = 0{\cdot}549\ \mu$. Czerwone światło potasu daje $\lambda = 0{\cdot}764\ \mu$ i t. d.



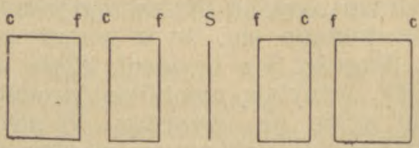
Ryc. 333.

Do pomiaru kąta ugięcia służy t. zw. *spektrometr*, przyrząd mający liczne zastosowania w optyce (ryc. 333). Jest to poziome koło L, podzielone na stopnie; na jego osi, zrobionej ze stali, osadzony jest poziomy stolik M, na którym ustawia się pionowo siatkę dyfrakcyjną D. Światło badane wchodzi do przyrządu przez szparkę p, umieszczoną w ognisku głównem soczewki K_1 i zamienia się tu na wiązkę równoległą. Płytka metalowa, w której wycięta jest szparka, tudzież soczewka K_1, oprawione są na końcach rury, zwanej kolimatorem. Światło ugięte, wychodzące z siatki również w wiązkach równoległych, zbiera się w ognisku drugiej soczewki K_2 w obraz S, który oglądamy przez szkło powiększające K_3. W płaszczyźnie ogniskowej, gdzie powstaje ten obraz, napięte są dwie krzyżujące się nitki pajęczyny. Obraz nastawia się na punkt przecięcia się tych nitek. W tym celu luneta czyli rura, w którą oprawione są soczewki K_2 K_3, tudzież ramka z nitkami, daje się obracać koło osi koła L. Luneta złączona jest stale z nonjuszem N, służącym do odmie-

rzania drobniejszych podziałek stopnia. Przypuszczam, że nastawiliśmy środek krzyża pajęczego na pierwsze widmo po lewej stronie. Nastawmy go następnie na pierwsze widmo po prawej stronie i zmierzmy na kole L kąt, o który należało obrócić lunetę. Połowa tego kąta będzie to szukany kąt ugięcia α pierwszego widma.

340. Światło białe. Do doświadczeń, opisanych w ostatnich rozdziałach, używaliśmy wyłącznie światła jednorodnego. Tylko w takiem świetle widma dyfrakcyjne linji świecącej przedstawiają się w postaci jednobarwnych, ostrych linij.

Jeżeli natomiast rzucimy na siatkę wiązkę promieni światła białego (światło słoneczne, światło świecy, lampy elektrycznej i t. d.), wtedy widma przedstawiają się w postaci wstęg, czerwonych u jednego końca, fioletowych u drugiego. Ryc. 334 okazuje te widma *fc*, pierwszego i drugiego rzędu. Koniec fioletowy *f* jest mniej odchylony od środka *S*, aniżeli czerwony *c*; środkowy, nieugięty obraz szczeliny, znajdujący się w *S*, jest nierozszczepiony, a zatem biały.



Ryc. 334.

Pomiędzy temi barwami skrajnemi, fioletową i czerwoną, znajduje się nieskończenie wiele odcieni barwnych, przechodzących stopniowo jeden w drugi, ułożonych w pasach równoległych do linji świecącej. Wśród tych odcieni znajdujemy i tę pomarańczowo-żółtą barwę, którą wydaje płomień sodowy i ten odcień zielony, który jest właściwy światłu talowemu. Jeden i drugi zajmują w tem widmie wielobarwnem dokładnie to samo miejsce, t. j. zostały ugięte o ten sam kąt, jak czyste promienie sodowe lub talowe. Wynika stąd wniosek, że światło, które nazywamy białem, jest mieszaniną nieskończenie wielu promieniowań jednorodnych różnej barwy i różnej długości fali.

Zwykle w widmie światła białego rozróżniamy tak jak w tęczy tylko siedem barw wybitniejszych: czerwoną, pomarańczową, żółtą, zieloną, niebieską, błękitną i fiołkową. Między niemi znajduje się nieskończona liczba odcieni pośrednich i przejściowych.

Rozszczepienie światła na barwne składniki występuje nietylko w siatce dyfrakcyjnej, lecz w każdym wogóle przypadku ugięcia się światła białego. Tem się tłumaczą barwy, jakie spostrzegamy, patrząc np. na latarnię przez spotniałą szybę, lub przez rzęsy zmrużonego oka — dalej barwy koron i kręgów słonecznych lub księżycowych (ugięcie się światła u kropelek mgły lub igiełek lodowych), barwy skrzydeł niektórych owadów, zabarwienie pereł (prążkowa struktura powierzchni) i t. d.

Błękit nieba powstaje też na skutek dyfrakcji. Światło słoneczne, uginając się u cząstek powietrza, rozprasza się na wszystkie strony, czerwone prawie wcale, fioletowe i niebieskie stosunkowo silnie, na skutek różnic w długości fali. Podobne zjawisko można wywołać sztucznie dodając np. do wody odrobinę mleka albo roztworu żywicy w alkoholu.

341. Promieniowanie niewidzialne. Widzialna część widma światła słonecznego albo jakiej lampy, w której płonie rozżarzone ciało stałe, obejmuje fale tylko w zakresie od 0·390 μ (część fiołkowa) do 0·760 μ (czerwona). Wiemy jednak z ust. 183, że prócz powyższych fal ciała rozżarzone wysyłają jeszcze przedewszystkiem tak zwane promienie cieplne albo podczerwone. Uginając się, podobnie jak promienie swietlne, mają one też swe miejsce w widmie. Istotnie, jakikolwiek aktinometr, dostatecznie wąski, umieszczony w widmie poza obrębem fal czerwonych, wykazuje ogrzanie, spowodowane pochłonięciem tych właśnie fal podczerwonych. Z położenia aktinometru możemy odrazu określić ich kąt ugięcia, a zatem i długość fali. Tą drogą przekonano się, że w widmie słonecznem istnieją jeszcze fale o długości 5 μ i więcej. Ciała czarne, ogrzane do temperatury 100°, wysyłają najobficiej promienie o długości 8 μ, widzialnych fal wcale nie wysyłają. W świetle lampy rtęciowej, w której świeci łuk elektryczny między elektrodami rtęciowemi, wykryto najdłuższe dotychczas fale cieplne o długości 342 μ (=0·342 *mm*).

Do pomiaru długości fal nadfiołkowych, których natężenie nawet w bardzo gorących źródłach światła bywa bardzo słabe, najlepiej użyć płyty fotograficznej. Odpowiednio do małej długości fali, fale te uginają się mniej niż świetlne i tworzą na płycie ślad przed śladem fal świetlnych.

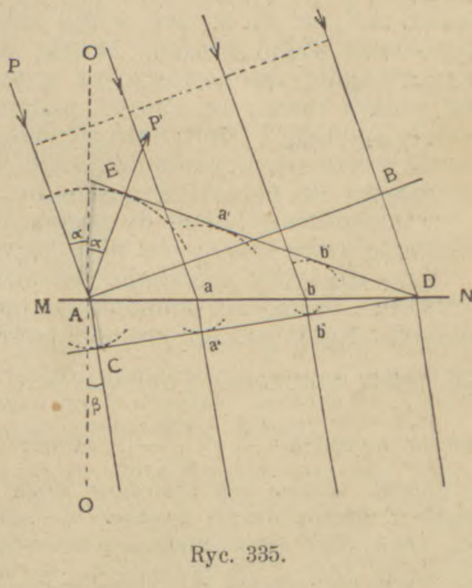
Inny jeszcze sposób uwidocznienia promieni nadfiołkowych polega na własności (którą dzielą także z innemi promieniami) podniecania niektórych ciał (t. zw. fluoryzujących) do świecenia promieniami widzialnemi. Widmo, rzucone na tablicę, pokrytą kryształkami platynocyjanku barowego (substancja silnie fluoryzująca), staje się widzialnem także w części swojej nadfiołkowej. Najwięcej stosunkowo tych promieni wydają niektóre płonące metale (glin, magnez) i światło elektryczne łukowe. Promienie nadfiołkowe o bardzo krótkich falach bywają tak silnie pochłaniane przez powietrze, że nieodzowną staje się rzeczą umieszczać przyrządy służące do ich badania w próżni. Z tej przyczyny promieniowanie słońca na ziemi nie zawiera prawie promieni nadfiołkowych, o falach krótszych, aniżeli 0,3 μ. Z ciał stałych przepuszcza je najlepiej fluoryt.

W ostatnich już czasach przekonano się, że promienie Röntgena ulegają także dyfrakcji, jednak siatki dyfrakcyjne nie nadają się zupełnie do badań tego rodzaju. Z powodu, iż promienie te posiadają nader małą długość fali, szparki i ich odstępy w najlepszych nawet siatkach są jeszcze o wiele za duże. Fizyk niemiecki Laue przewidział, że rolę siatki sztucznej może odegrać wobec promieni Röntgena jakikolwiek kryształ. Cząsteczki ciała o krystalicznej strukturze, ułożone regularnie w bardzo małych odstępach, muszą działać jakgdyby rysy siatki, wprawdzie nie płaskiej, lecz przestrzennej, co jednak nie zmienia istoty rzeczy. Doświadczenie potwierdziło w całości pogląd powyższy: wąski pęk promieni Röntgena, przepuszczony przez płytkę krystaliczną, daje na płycie fotograficznej zamiast jednej plamki cały ich szereg, rozmieszczony symetrycznie dokoła środkowej nieugiętej. Zmiany wywołane przez płytkę krystaliczną w biegu wiązki promieni Röntgena pozwalają obliczyć długość fal Röntgenowskich. Długość ta jest znacznie mniejsza aniżeli długość fal świetlnych. Najdłuższe fale Röntgena posiadają długość około 500 razy mniejszą, najkrótsze — około 50.000 razy mniejszą od długości fal świetlnych żółtych.

ROZDZIAŁ II.

Odbijanie się, załamywanie i rozszczepianie światła.

342. **Prawa odbijania się i załamywania światła.** Prawo prostolinjowego rozchodzenia się światła stosuje się w przybliżeniu tylko wówczas, gdy fale świetlne rozchodzą się w ośrodku zupełnie jednolitym. Natomiast promieniowanie, padające na powierzchnię graniczną między dwoma ośrodkami, zmienia wogóle kierunek biegu, dzieląc się równocześnie na dwie fale: falę odbitą i falę załamaną *). Wytłumaczenie tego zjawiska na podstawie teorji falowej przedstawia się w sposób następujący. Wyobraźmy sobie dwa ośrodki przeźroczyste (np. powietrze i szkło albo szkło i wodę). W pierwszym prędkość światła niechaj będzie c_a, w drugim c_b. Przypuśćmy, że na płaszczyznę *MN* (ryc. 335), oddzielającą te dwa ośrodki, pada wiązka promieni równoległych, biegnących z góry nadół, która tworzy z prostopadłą do *MN* kąt padania α. Znaczy to, że w kierunku tych promieni poruszają się ku granicy fale płaskie (*AB*) pochylone ku płaszczyźnie *MN* również pod kątem α. Zakładamy, że płaszczyzna graniczna jest tak duża, iż uginanie się światła wcale w grę nie wchodzi.



Ryc. 335.

*) Gdy jeden z ośrodków silnie absorbuje światło, jak np. metale, światło odbija się niemal całkowicie.

Falowanie dochodzi naprzód do cząsteczki granicznej A, później kolejno do cząsteczek a, b, D. Wszystkie te cząsteczki stają się źródłem fal cząstkowych kulistych, które rozchodzą się w górnym ośrodku z prędkością c_a, w dolnym z prędkością c_b. Gdy fala pierwotna z B dojdzie do D, to falowanie cząstkowe z A rozejdzie się w górnym ośrodku na powierzchnię kuli o promieniu $AE = BD$, zaś w dolnym ośrodku na kulę o takim promieniu AC, że $\frac{AE}{AC} = \frac{c_a}{c_b}$.

Poprowadźmy z D płaszczyzny ED i CD, styczne do powierzchni fal cząstkowych, wysłanych z A i D. Będą one się stykać także z falami, wysłanemi przez wszystkie pośrednie cząstki a, b i t. d. Istotnie, promienie fal cząstkowych będą tem mniejsze, im bliżej D znajduje się cząstka, która je wysyła. W myśl zasady Huygensa płaszczyzny ED i CD będą płaszczyznami fal wypadkowych. Jedna z nich CD rozchodzi się w ośrodku dolnym zgóry nadół; jest to fala załamana; druga natomiast ED jest falą odbitą. Kierunkami rozchodzenia się tych fal czyli promieniami są proste, prostopadłe do ED i CD, zatem w fali odbitej proste AE, aa' i t. d., zaś w fali załamanej, proste AC, aa'' i t. d. Z rysunku widać odrazu, że kąt między promieniem odbitym a prostopadłą do powierzchni granicznej (np. kąt $P'AO$) czyli *kąt odbicia* równa się kątowi padania (PAO); w dodatku, promienie padający i odbity leżą w jednej płaszczyźnie, przechodzącej przez prostą, prostopadłą do płaszczyzny granicznej. Płaszczyzna ta nazywa się płaszczyzną padania.

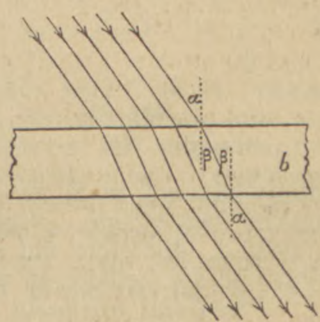
Dochodzimy zatem do prawa odbicia, wygłoszonego przez Snelliusa, które stosuje się także do zwykłego falowania (ust. 118).

Co się tyczy promienia załamanego (np. AC i t. d.), widać z rysunku, że leży on, podobnie jak promień odbity, w płaszczyźnie padania. Kąt β, jaki ten promień tworzy z prostopadłą OO, nazywa się *kątem załamania*. Ponieważ jest $\frac{AE}{AC} = \frac{c_a}{c_b}$, zaś z drugiej strony mamy związek $\frac{AE}{AC} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$, mamy ostatecznie $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c_a}{c_b} = n$.
A zatem: ***stosunek wstawy kąta padania** (α) **do wstawy kąta załamania** (β) **zachowuje stałą wartość, jakkolwiekby się zmieniał kierunek promienia padającego.*** Wartość tego stosunku równa się stosunkowi prędkości światła w obu ośrodkach i nosi nazwę ***spółczynnika załamania*** (n). Jest to liczba zależna od rodzaju tego ośrodka, w który światło wstępuje, jako też tego, z którego wychodzi. Np. w powietrzu prędkość światła wynosi 300000 $\frac{km}{sek}$, w wodzie Foucault znalazł około 225000 $\frac{km}{sek}$. Spółczynnik załamania przy przejściu z powietrza do wody albo, jak się też czasem mówi, spółczynnik załamania „wody wzglę-

dem powietrza“ winien zatem wynosić $\frac{300000}{225000}=\frac{4}{3}=1\cdot33$; tyleż istotnie wynosi*).

Oznaczmy spółczynnik załamania, odpowiadający przejściu światła z ośrodka *a* do ośrodka *b* przez n_{ab}; n_{ba} niechaj się odnosi do przejścia w kierunku odwrotnym. Mamy zatem według powyższego: $n_{ab}=\frac{c_a}{c_b}$, $n_{ba}=\frac{c_b}{c_a}$, zatem $n_{ba}=\frac{1}{n_{ab}}$: *spółczynnik załamania przyjmuje wartość odwrotną, jeżeli światło wychodzi z tego ośrodka, w który pierwej wstępowało.* Stąd wynika, że jeżeli *PA* (ryc. 335) było promieniem padającym, zaś *AC* załamanym, to w przypadku, gdy *AC* stanie się promieniem padającym, *PA* będzie promieniem załamanym.

Jako sprawdzenie doświadczalne tego wniosku służyć może fakt, że szyba płasko równoległa z ciała przeźroczystego *b* (ryc. 336), granicząca z obu stron z tym samym ośrodkiem, nie zmienia kierunku promienia, ktory przez nią przechodzi, a tylko go przesuwa. Istotnie, przedmioty odległe, np. gwiazdy, których promienie można uważać za równoległe, widać w niezmienionym kierunku, jeżeli się je ogląda przez taką szybę płaskorównoległą.



Ryc. 336.

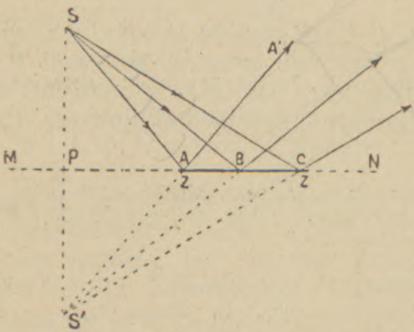
Z dwu ośrodków *a* i *b* nazywamy *optycznie gęstszym* ten, w którym prędkość światła ma wartość mniejszą. Światło przechodząc z ośrodka optycznie rzadszego *a* do gęstszego *b* załamuje się ku prostopadłej, gdyż $n_{ab}>1$.

Bezwzględnym nazywamy spółczynnik, odnoszący się do przejścia światła z próżni w dane ciało; różni się on tylko bardzo nieznacznie od spółczynnika odnoszącego się do powietrza, gdyż światło rozchodzi się w powietrzu niemal z tą samą prędkością, co w próżni.

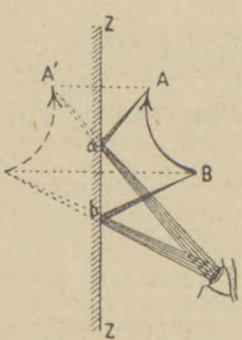
343. Obrazy w zwierciadłach. Wygłoszone powyżej prawo odbicia znajduje ważne zastosowanie w tłumaczeniu sposobu powstawania obrazów w zwierciadłach rozmaitego kształtu. Przypuśćmy naprzód, że promienie wychodzące z jednego tylko punktu świecącego trafiają na *płaskie zwierciadło.* Wiązka promieni, wychodząca z punktu, stanowi tak zwaną *wiązkę rozbieżną*; promienie przedłużone w kierunku rozchodzenia się światła nigdy się w niej nie spotkają. Oko, podrażnione promieniami takiej wiązki, odsyła wrażenie światła do punktu przecięcia się promieni, w kierunku przeciwnym względem kierunku

*) Pomijamy narazie zależność spółczynnika załamania od barwy światła.

rozchodzenia się światła. Przy pomocy prawa odbicia łatwo stwierdzić, że rozbieżna wiązka promieni, wychodząca z punktu świecącego, zostaje po odbiciu nadal rozbieżną (ryc. 337). Promienie, przedłużone w kierunku przeciwnym do kierunku rozchodzenia się światła, spotkają się po odbiciu od zwierciadła ZZ w punkcie S', który leży na prostopadłej do zwierciadła,



Ryc. 337.

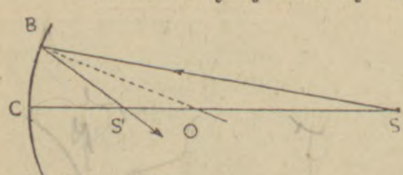


Ryc. 338.

poprowadzonej w S, w odległości takiej samej, co odległość punktu świecącego. Punkt S' nazywa się *obrazem pozornym* punktu S, albowiem dla oka, przyjmującego promienie odbite, wydawać się będzie, że punkt świecący znajduje się w S'.

Przedmiot rozciągły AB (ryc. 338), świecący światłem własnem lub odbitem, można uważać za zbiór punktów świecących. Punkt np. A rzuca promienie na całe zwierciadło, one odbijają się tak, jakgdyby wychodziły z obrazu A'. Warunki widzenia są zatem takie same, jakgdyby zwierciadło było przeźroczyste, a poza niem znajdował się przedmiot $A'B'$, równej wielkości jak AB, do niego odwrotnie podobny (jak prawa ręka do lewej).

Daleko więcej zawiłą od teorji zwierciadeł płaskich jest teorja zwierciadeł kulistych, t. j. takich, w których powierzchnia, odbijająca światło, ma postać kuli; jeżeli powierzchnia odbijająca jest stroną wewnętrzną kuli, zwierciadło nazywa się *wklęsłem*; w przeciwnym razie zwierciadłem *wypukłem*.



Ryc. 339.

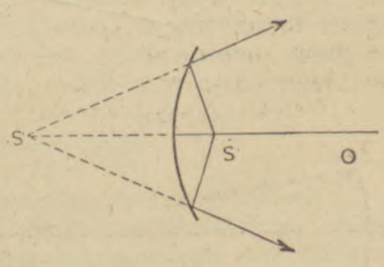
Niechaj ABC (ryc. 339) wyobraża zwierciadło wklęsłe: punkt O jest środkiem jego powierzchni kulistej. Prosta poprowadzona przez ten środek nazywa się *osią optyczną*, zaś jej punkt przecięcia się ze zwierciadłem

(na rycinie punkt *C*) *środkiem zwierciadła*. Przypuśćmy, że punkt świecący *S* leży na osi *OS*. Promień światła *SC*, biegnący wzdłuż osi (promień główny), trafia zwierciadło prostopadle, a zatem odbija się wstecz wzdłuż *CS*. Inny promień *SB* odbije się wzdłuż *BS'*, tak, że kąt padania *SBO* równa się kątowi odbicia *OBS'*. Znajdźmy położenie punktu przecięcia się *S'* tych dwu promieni. W trójkącie *SBS'* jest $\frac{SO}{S'O}=\frac{SB}{S'B}$. Przypuśćmy, że kąty, jakie promienie *SB* i *S'B* tworzą z promieniem głównym są tak małe, że można przyjąć w przybliżeniu: $SB=SC$, $S'B=S'C$. Będzie to miało miejsce, jeśli oświetlimy tylko małą część zwierciadła w pobliżu *C*. Wtedy będzie: $\frac{SO}{S'O}=\frac{SC}{S'C}$. Połóżmy $SC=x$, $S'C=y$, $CO=R$. Mamy wtedy: $SO=x-R$, $S'O=R-y$, a zatem: $\frac{x-R}{R-y}=\frac{x}{y}$, albo:

$$\frac{1}{x}+\frac{1}{y}=\frac{2}{R} \quad \text{. . . . . 1)}$$

Ponieważ w równaniu tem niema kąta, jaki promień światła tworzy z osią optyczną, wynika stąd, że stosuje się ono do wszystkich promieni, byle tylko pochylenie ich względem osi było bardzo małe. Wszystkie zatem te promienie, wychodzące z punktu *S*, spotykają się po odbiciu w tym samym punkcie *S'*, który jest obrazem punktu *S*. Obraz ten, w przypadku, do którego stosuje się rycina, jest *rzeczywistym*, t. zn. promienie odbite przecinają się w nim rzeczywiście. Wiązka promieni, tworząca taki obraz jest wiązką *zbieżną*.

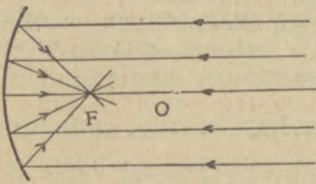
Jednak nie zawsze taki obraz dochodzi do skutku. W przypadku, gdy odległość punktu *S* od zwierciadła jest mniejsza od $\frac{R}{2}$, wtedy, jak to okazuje rycina 340, padająca wiązka rozbieżna zamienia się po odbiciu znowu na wiązkę rozbieżną; punkt *S'*, w którym przecinają się przedłużone poza zwierciadło promienie, jest obrazem *pozornym* punktu *S*. Oznaczając obecnie przez *y* odległość tego pozornego obrazu od zwierciadła, znajdujemy w sposób podobny do tego, który nas doprowadził do równania 1), wzór następujący:



Ryc. 340.

$$\frac{1}{x}-\frac{1}{y}=\frac{2}{R} \quad \text{. . . . . 2)}$$

Punkt F znajdujący się od zwierciadła w odległości równej połowie promienia R, noszący nazwę *ogniska zwierciadła*, leży na pograniczu zakresów, dających obrazy rzeczywiste i pozorne. Punktowi temu odpowiada obraz w nieskończoności, gdyż istotnie ze wzoru $y = \frac{Rx}{2x-R}$ wypada $y = \infty$, gdy $x = \frac{R}{2}$. Znaczy to, że promienie tworzą po odbiciu wiązkę równoległą do osi. Nawzajem, każdy promień równoległy do osi, przechodzi po odbiciu przez ognisko. Wiązka takich promieni równoległych skupia się zatem w ognisku (ryc. 341).

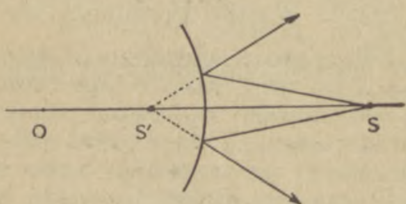


Ryc. 341.

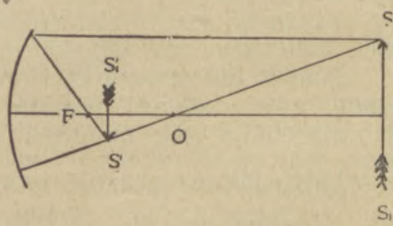
Gdy wreszcie światło z punktu S pada na zwierciadło *wypukłe* (ryc. 342), wówczas wiązka światła zostaje po odbiciu zawsze rozbieżną. Obrazy są zawsze pozorne. W tym przypadku znajdujemy:

$$\frac{1}{x} - \frac{1}{y} = -\frac{2}{R} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 3)$$

Równania 2) i 3) można uważać jako zawarte w równaniu 1), jeżeli się umówimy, że w przypadku obrazów pozornych należy odległość y obrazu liczyć jako wielkość ujemną, podobnie promień R zwierciadła wypukłego.



Ryc. 342.

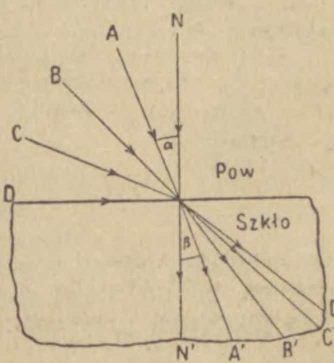


Ryc. 343.

Świecący *przedmiot*, jak SS_1 (ryc. 343), można uważać jako zbiór punktów świecących, z których każdy wytwarza obraz własny na odpowiednim promieniu głównym; w ten sposób, powstaje obraz całego przedmiotu.

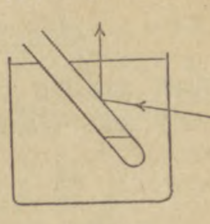
Zwierciadła płaskie i wklęsłe znajdują liczne zastosowania w różnego rodzaju przyrządach naukowego użytku. Z ważniejszych wymieniamy: *heliostat* (przyrząd do skierowywania promieni słonecznych), *sekstant* (przyrząd do mierzenia odległości kątowej gwiazd), *wziernik* lekarski (zwierciadło wklęsłe, opatrzone w środku otworem, służy do oświetlania oka, gardła i t. p.), zwierciadłowy *teleskop* astronomiczny i t. p.

344. Całkowite odbicie. Ze wzoru zasadniczego $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$ wynika, że zmiana kierunku promienia padającego czyli zmiana kąta α pociąga za sobą zawsze zmianę kierunku promienia załamaoego czyli zmianę kąta β. Jeżeli np. $\alpha = 0$, t. j. gdy promień pada na powierzchnię graniczną prostopadle, to wtedy i $\beta = 0$: promień w drugim ośrodku idzie bez załamania w tym samym kierunku. Jeżeli kąt α coraz więcej rośnie, to rośnie i β, ale wtedy należy rozróżniać dwa przypadki, zależnie od tego, czy drugi ośrodek jest optycznie gęstszy ($n > 1$), czy rzadszy ($n < 1$). W pierwszym przypadku będzie $\sin \alpha > \sin \beta$, a zatem także $\alpha > \beta$: promień załamuje się ku prostopadłej (ryc. 344, promienie AA', BB', CC'); wtenczas każdemu promieniowi, padającemu pod jakim bądź kątem, odpowiada zawsze promień załamany. To ma miejsce nawet wówczas, gdy promień padający trafia powierzchnię łamiącą niemal stycznie, t. j. pod kątem $\alpha = 90$ (promień D na rycinie). Kąt załamania $N'D'$ przyjmuje wtedy wartość największą, jaką wogóle może mieć, wartość, zwaną *kątem granicznym*. Oznaczywszy ten kąt przez γ, otrzymamy ze wzoru ogólnego: $\sin \alpha : \sin \beta = n$ (w którym podstawimy: $\alpha = 90$, $\sin \alpha = 1$, $\beta = \gamma$) $\sin \gamma = \frac{1}{n}$.



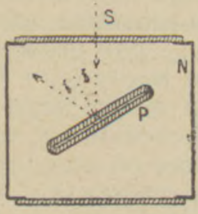
Ryc. 344.

Inaczej będzie, jeżeli promień biegnie w kierunku odwrotnym, z ciała gęstszego w rzadsze, np. ze szkła do powietrza. Kąt załamania przewyższa wtenczas zawsze kąt padania (promień załamania oddala się od prostopadłej), a dosięga wartości 90°, gdy kąt padania stanie się równy granicznemu. Wartości większej od 90° kąt załamania nie może przyjąć, przeto też światło, trafiające powierzchnię ośrodka rzadszego pod kątem większym od granicznego, nie zdoła przejść przez tę powierzchnię. Promień nie dzieli się wówczas na załamany i odbity, lecz odbija się całkowicie; energja światła dostaje się wtedy w udziale całkowicie promieniom odbitym, wskutek czego obraz odbity jest w tym przypadku niezwykle jasny i błyszczący.


Ryc. 345.

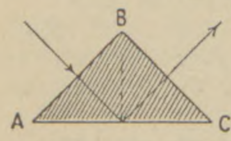
Liczne są przykłady zjawiska całkowitego odbicia. Szklana probierka, zanurzona ukośnie w szklance wody (ryc. 345), oświetlona z boku, oglądana z góry, połyskuje, jakby zawierała rtęć. Blask znika, skoro napełnimy ją wodą. Podobnie połyskuje powierzchnia wody w szklance, oglądana od spodu przez wodę, przy odpo-

wiedniem oświetleniu. Dwie płytki szklane P, zawierające między sobą cienką warstwę powietrza, oklejone po brzegu (ryc. 346), zanurzone w naczyniu szklanem N, napełnionem wodą lub inną cieczą, nie przepuszczają wcale światła, jeżeli pochylimy je ku promieniom padającym pod kątem większym od granicznego. Chodzi tu o kąt graniczny, odpowiadający przejściu światła z cieczy w powietrze: płytki szklane nie mają tu żadnego wpływu. Nieprzeźroczystość zjawia się nagle, przy kącie granicznym; urządzeniem takiem można zatem dokładnie ten kąt wymierzyć, poczem z wzoru $\sin\gamma = \frac{1}{n}$ obliczymy spółczynnik załamania cieczy.



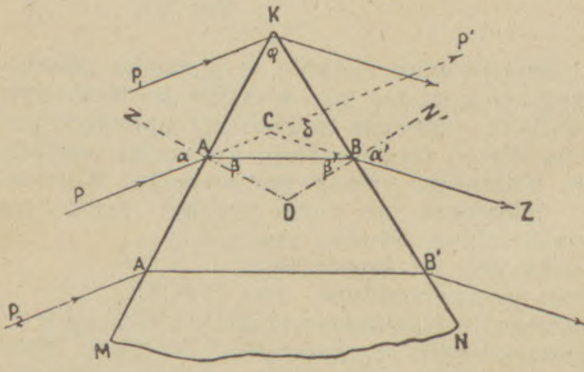
Ryc. 346.

Na granicy szkła i powietrza $\left(n = \frac{3}{2}\right)$ kąt graniczny wynosi około 42°; promień padający na ścianę AB szklanego trójgraniastego pryzmatu (ryc. 347), mającego kąty 45°, 90° i 45° trafia ścianę przeciwprostokątną AC pod kątem 45°, większym od granicznego, ulega tedy całkowitemu odbiciu. Pryzmatów odbijających całkowicie używa się w rożnych narzędziach optycznych (np. w przyrządzie do rysowania, zwanym „camera lucida“, w lornetach pryzmatycznych i t. d.) do zmiany kierunku promieni, zamiast zwierciadła. Korzysta się przy tem wiele na natężeniu światła.



Ryc. 347.

345. Załamanie w pryzmacie. Pryzmatem nazywamy w optyce bryłę substancji przeźroczystej, ograniczoną dwiema płaszczyznami nachylonemi do siebie, jak na klinie, pod pewnym kątem φ (ryc. 348), zwanym *kątem łamiącym* przymatu. Linja, wzdłuż której te płaszczyzny się przecinają, nazywa się *krawędzią*, zaś płaszczyzna poprowadzona prostopadle do krawędzi, *przecięciem głównem* pryzmatu.



Ryc. 348.

Rycina 348 wyobraża pryzmat w przecięciu głównem, K jest krawędź, MN podstawa (dowolnej postaci), φ kąt łamiący pryzmatu.

Rozważmy bieg jednorodnych promieni światła w pryzmacie w jego przecięciu głównem. Promień PA, trafiający ścianę MK pryzmatu pod kątem α, załamuje się ku prostopadłej ND (o ile pryzmat jest optycznie gęstszy od powietrza otaczającego). Kąt załamania β określony jest równa-

niem: $\sin \alpha = n \sin \beta$. Przebiegłszy przez pryzmat w kierunku *AB*, promień załamuje się na drugiej ścianie i opuszcza pryzmat w kierunku zmienionym *BZ*, nachylony ku prostopadłej *DN'* pod kątem α', określonym równaniem $\sin \alpha' = n \sin \beta'$; β' jest kątem, pod jakim promień *AB* trafia drugą płaszczyznę pryzmatu; zakładamy, że jest on mniejszy od wartości kąta granicznego przy przejściu ze szkła w powietrze. Kąt $F'CZ = \delta$, zawarty między kierunkami promienia wchodzącego *P* i wychodzącego *Z*, nazywamy *odchyleniem* promienia. Wszelki promień, padający równolegle z pierwszym, jak P_1 albo P_2, ulega temu samemu odchyleniu, gdyż zależy ono widocznie tylko od wartości kątów padania i załamania, a nie od grubości pryzmatu. Wiązka promieni równoległych opuszcza tedy pryzmat jako wiązka równoległa.

Możemy z łatwością znaleźć wzór, służący do obliczenia wartości odchylenia δ. Istotnie kąt δ jest zewnętrznym w trójkącie *ABC*, zatem $\delta = (\alpha - \beta) + (\alpha' - \beta')$; nadto ponieważ $\beta + \beta' = 180 -$ kąt *ADB*, zaś kąt $ADB = 180 - \varphi$, przeto $\beta + \beta' = \varphi$, więc:

$$\delta = \alpha + \alpha' - \varphi \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

Z tego wzoru wynika, że wartość odchylenia zmienia się wraz ze zmianą kąta α czyli wraz ze zmianą pochylenia promieni ku pierwszej ścianie pryzmatu; zależy także, za pośrednictwem kąta α', od spółczynnika załamania substancji pryzmatu.

Na uwzględnienie zasługuje przypadek, gdy kąt łamiący pryzmatu φ jest bardzo mały i gdy promienie trafiają taki pryzmat prawie prostopadle; wtedy kąt α jest bardzo mały; tak samo kąty β, β' i α'. Ponieważ wstawy małych kątów są w przybliżeniu równe samym kątom, można w uważanym przypadku napisać: $\alpha = n\beta$ i $\alpha' = n\beta'$. Na odchylenie δ znajdujemy zatem wartość:

$$\delta = n(\beta + \beta') - \varphi = (n-1)\varphi \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

gdyż $\beta + \beta' = \varphi$.

Wróćmy do przypadku ogólnego czyli do wzoru 1) i zdajmy sobie sprawę z przebiegu odchylenia przy różnych kątach padania.

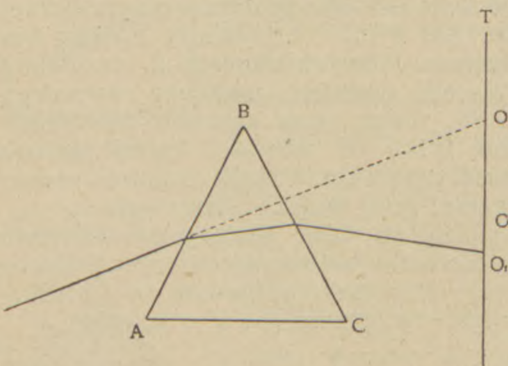
Weźmy jako przykład szczególny pryzmat, w którym $n = 1{\cdot}5$ zaś $\varphi = 60°$. Za pośrednictwem wzorów $\sin \alpha = n \sin \beta$, $\beta + \beta' = \varphi$, $\sin \alpha' = n \sin \beta'$ i wzoru 1) obliczamy α' i δ dla różnych wartości kąta α, podanych w przytoczonej poniżej tablicy. Znajdziemy wynik następujący:

$\alpha = 90^0$	70	60	50	48·59	40	30
$\alpha' = 27\ 92$	32·87	38·88	47·21	48·59	58·47	77·10
$\delta = 57{\cdot}92$	42·87	38·88	37·21	37·18	38·47	47·10

Z tablicy tej widać, że istnieje pewna wartość kąta α (48·59°), dla której kąt α' równa się kątowi α. Przy tej wartości kąta padania wartość odchylenia δ jest najmniejszą ze wszystkich. To *minimum odchylenia* zachodzi wtedy, gdy promień wewnątrz

pryzmatu przebiega symetrycznie względem obu ścian (albowiem gdy $\alpha = \alpha'$, wtedy $\beta = \beta'$).

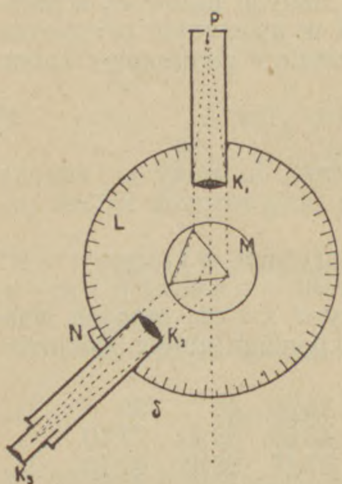
Minimum odchylenia można okazać następującem doświadczeniem. Rzućmy wiązkę równoległych, jednorodnych promieni na pryzmat ABC (ryc. 349); niechaj wiązka ta po załamaniu w pryzmacie padnie na tablicę nieprzeźroczystą T; na tej tablicy promienie utworzą plamę świetlną, której położenie da nam miarę odchylenia promieni. Wychodząc z położenia, w którym promień pada na ścianę AB ukośnie ($\alpha = 90^0$), obracajmy pryzmat około jego krawędzi, przez co zmniejszać się będzie kąt padania α; zauważymy, że plama świetlna naprzód będzie się zbliżać do O, to znaczy, że odchylenie będzie się zmiejszać — następnie dojdzie do pewnego punktu O_2, przyczem będzie się nam wydawać, że pomimo obrotu, stoi na chwilę w miejscu. To właśnie będzie pozycja minimum odchylenia; dalszy obrót pryzmatu, w tym samym co poprzednio kierunku, sprawi oddalanie się plamy od O.



Ryc. 349.

346. Pomiar spółczynnika załamania. Położenie minimum odchylenia nadaje się najlepiej do dokładnego pomiaru spółczynnika załamania materjału, z którego zrobiony jest pryzmat. W tem położeniu jest $\alpha' = \alpha$, $\beta' = \beta$, a więc $\beta = \frac{\varphi}{2}$, gdyż $\beta + \beta' = \varphi$; nadto ze wzoru (1) ust. 345 wypada: $\alpha = \frac{\delta' + \varphi}{2}$, w czem δ' oznacza najmniejszą wartość odchylenia. Otrzymamy zatem:

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \dfrac{\delta' + \varphi}{2}}{\sin \dfrac{\varphi}{2}}.$$



Ryc. 350.

Ażeby zmierzyć wartość spółczynnika załamania, należy tylko zmierzyć kąt łamiący pryzmatu, tudzież wartość odchylenia minimum δ'.

Do pomiarów używa się spektrometru, którego urządzenie było już opisane w ust. 339. Pryzmat ustawia się na stoliku, krawędzią równolegle do szczeliny koli-

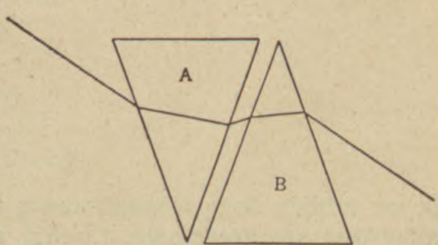
matora (ryc. 350). Obracając stolik razem z pryzmatem, śledzimy lunetą przesuwanie się obrazu szczeliny i zatrzymujemy ją tam, gdzie obraz ten się zawraca. Jak wiemy, jest to właśnie położenie minimum odchylenia. Tym sposobem przyrząd daje nam bezpośrednio kąt δ'. Kąt łamiący φ mierzy się tym samym przyrządem, przyczem można zastosować odbicie się światła od ścian pryzmatu.

Powyższa metoda pomiaru spółczynnika załamania daje się stosować również do cieczy i gazów. Używa się wtenczas naczyń prymatycznych, złożonych z płytek płasko-równoległych. Tenże sam przyrząd może służyć do wyznaczania spółczynników załamania promieni ciemnych, podczerwonych lub nadfiołkowych. Należy tylko zastąpić oko jakim wąskim aktinometrem, np. termoelementem, który należy umieścić w lunecie K_2 K_3 zamiast krzyża pajęczego.

347. Rozszczepienie w załamaniu. Zapomocą pomiarów tego rodzaju przekonano się, że spółczynnik załamania światła w danym materjale *zależy od barwy czyli od długości fali*. W wodzie np. spółczynnik załamania fal o długości 0·687 μ wynosi 1·3304, zaś fal o długości 0·397 = 1·3435. W szkle ołowiowo-potasowem (flint) wartości spółczynników w tych falach wynoszą odpowiednio: 1·540 i 1·599 i t. p.

Inaczej mówiąc, odchylenie promieni w pryzmacie, zależne od spółczynnika załamania, zależy także od barwy tych promieni: fiołkowa odchyla się więcej aniżeli czerwona. Skoro zatem rzucimy na pryzmat wiązkę światła białego, stanowiącego mieszaninę fal o rozmaitych długościach (ust. 340), to po wyjściu z pryzmatu wiązka ta rozszczepi się na swe składniki. W ten sposób, ustawiwszy za pryzmatem białą tablicę, otrzymamy na niej *widmo*, z porządkiem barw odwrotnym, aniżeli w widmie siatki dyfrakcyjnej.

Rozszczepienie światła białego w załamaniu przez pryzmat odkrył Newton w r. 1672, zapomocą doświadczenia, któreśmy już opisali w ustępie 183, ryc. 179.



Ryc. 351.

Pryzmat, podobnie jak siatka dyfrakcyjna, daje zatem możność dokonania *analizy* światła białego, t. zn. jego rozkładu na składniki jednorodne. Jeżeli naodwrót składniki te zmieszamy zpowrotem, otrzymamy znowuż świato białe. Proces ten nazywa się *syntezą* światła białego. Żeby jej dokonać, wytwórzmy naprzód widmo przez pryzmat *A* (ryc. 351) i rzućmy je następnie na pryzmat *B*, zupełnie taki sam jak pierwszy, ale odwrócony względem niego.

Ten drugi pryzmat odchyli wszystkie promienie w kierunku przeciwnym co pierwszy, wskutek czego w wiązce z niego wychodzącej wszystkie barwy będą napowrót zmieszane. Otóż okazuje się, że ta wiązka wywołuje znowu wrażenie światła białego, podobnie jak wiązka pierwotna.

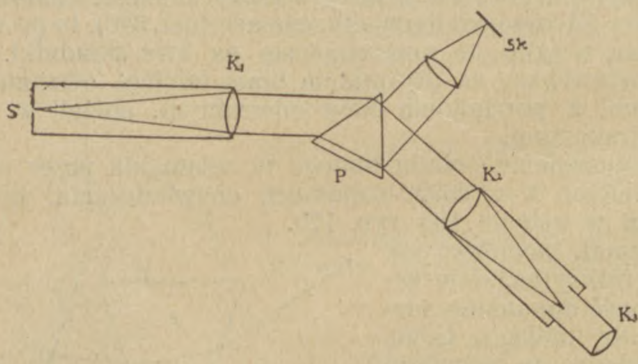
Widmo pryzmatyczne światła białego zawiera podobnie jak widmo dyfrakcyjne, prócz części widzialnej także część podczerwoną i część nadfiołkową. Fale podczerwone są załamane jeszcze mniej niż czerwone, nadfiołkowe jeszcze więcej niż fioletowe.

Zależność spółczynnika załamania od długości fali nie jest jednakowa we wszystkich ciałach. Gdybyśmy zatem w doświadczeniu Newtona zamiast szklanego pryzmatu zastosowali np. naczynie pryzmatyczne tej samej rozwartości, napełnione wodą, otrzymalibyśmy nietylko inne (mniejsze) odchylenie, lecz i wstęga barwna miałaby inną długość całkowitą, a w jej obrębie stosunki długości różnobarwnych pól byłyby również odmienne. Nierzadko zdarza się, że nawet porządek barw zmienia się wraz ze zmianą substancji rozszczepiającej: ciała silnie pochłaniające światło, jak np. barwiki anilinowe (fuksyna i t. p.), łamią częstokroć czerwoną część widma silniej od niebieskiej; rozszczepienie nazywa się wtedy *anomalnem*.

Pod tym względem widma pryzmatyczne różnią się zasadniczo od widm dyfrakcyjnych. W tych ostatnich rozmieszczenie barw zależy tylko od długości fali. Z tego względu widmo dyfrakcyjne nazywa się widmem *normalnem*.

Zależność spółczynnika załamania od barwy nazywamy często *dyspersją* światła.

348. Spektroskop pryzmatyczny. W doświadczeniu Newtona widmo nie jest czyste: każda jednorodna wiązka promieni wytwa-



Ryc. 352.

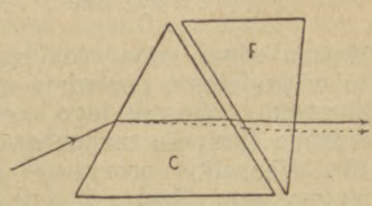
rza na tablicy dużą stosunkowo plamę, a plamy barw sąsiednich nakrywają się częściowo. Chodzi zaś o to, ażeby każdy składnik jednorodny światła białego oświetlał ostro możliwie wąską część pola, tudzież żeby te części jaknajmniej na siebie zachodziły, nawet w barwach zbliżonych.

Do wytwarzania czystych widm używa się przyrządu, zwanego spektroskopem pryzmatycznym (ryc. 352). Przyrząd ten

zbudowany przez Kirchhoffa i Bunsena jest podobny do spektrometru; podobnie jak tamten, składa się z kolimatora SK_1 i z lunety K_2 K_3; pomiędzy niemi znajduje się pryzmat P. Źródło światła umieszcza się przy szczelinie S. Wiązka światła z niej wychodząca zamienia się w soczewce K_1 na wiązkę równoległą; trafia ona następnie na pryzmat P, w którym się załamuje i rozszczepia, wreszcie wchodzi do lunety. Skupiając się w płaszczyźnie ogniskowej soczewki K_2 tworzy obraz szczeliny, który oglądamy w powiększeniu przez soczewkę K_3. Jeżeli światło wchodzące do spektroskopu jest jednorodne, obraz szczeliny przedstawia się w postaci wąskiego i ostro zarysowanego paska. Nazywa się on krótko „*linją widmową*". Światło białe daje szeregi nieskończenie wielu takich linij, leżących tuż obok siebie i częściowo na siebie zachodzących.

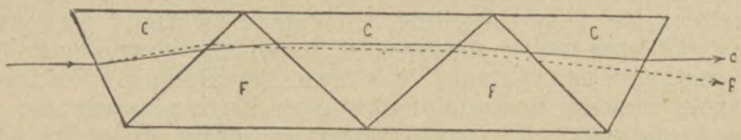
Żeby móc dokładnie oznaczyć położenie jakiej linji widmowej, zaopatrujemy spektroskop w skalę Sk. Oświetlona np. świecą, rzuca ona promienie na ścianę pryzmatu; po odbiciu się od niej wchodzą one do soczewki K_2, która wytwarza obraz skali, w tem samem miejscu, gdzie powstaje widmo. Każdemu miejscu w widmie lub, co na jedno wychodzi, każdej linji widmowej, odpowiada zupełnie określona długość fali. Jeżeli zatem zapomocą świateł jednobarwnych o znanej długości fali oznaczymy, jakim długościom fali odpowiadają różne miejsca skali (czynność ta nazywa się kalibracją spektroskopu), można będzie zapomocą spektroskopu oznaczać nieznaną długość fal światła, wysyłanego przez jakiekolwiek źródło. Postępowanie takie jest o wiele prostsze, aniżeli bezwzględny pomiar długości fali zapomocą siatki dyfrakcyjnej. Tem się tłumaczy wielkie rozpowszechnienie spektroskopu pryzmatycznego.

349. Pryzmaty achromatyczne; pryzmaty nieodchylające. Dwa jednakowe pryzmaty, złożone krawędziami w przeciwne strony, znoszą się wzajemnie, zarówno co do odchylenia promieni, jak i co do rozszczepienia, gdyż tworzą razem płytę płasko-równoległą. Jeżeli natomiast oba pryzmaty sporządzimy z różnych gatunków szkła, różniących się załamaniem i rozszczepieniem, wówczas nie będą się one znosiły, nawet w przypadku równych rozwartości. Szkło ołowiowe (flint) załamuje naogół niewiele więcej od szkła potasowego (crown), rozszczepia natomiast barwę czerwoną od fiołkowej dwakroć silniej. Pryzmat z flintu o mniejszej rozwartości, może tedy wytworzyć widmo tak długie, jak pryzmat z crownu, więcej rozwarty. Takie dwa pryzmaty, sklejone ze sobą zapomocą przeźroczystego kitu (balsamu kanadyjskiego), w odwrotnem położeniu (ryc. 353), nie będą rozszczepiały światła niemal w zupełności; silne odchylenie natomiast, wywołane przez pryzmat większej rozwartości, nie będzie całkowicie zniesione przez pryzmat ostrzejszy. Kombinacja taka nazywa się pryzmatem achromatycznym.



Ryc. 353.

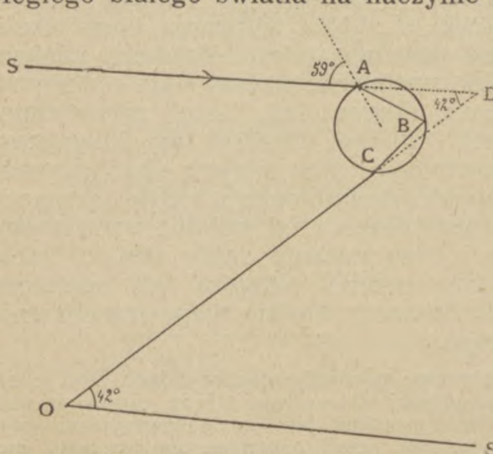
Powiększywszy znowu stosownie rozwartość pryzmatu z flintu, można znieść odchylenie (całkowicie tylko w jednej barwie), natomiast pozostanie



Ryc. 354.

nadwyżka rozszczepienia po stronie flintu. Takie pryzmaty nieodchylające, razwyczaj z dwu flintów i z trzech crownów (ryc. 354), bywają często używane do konstrukcji spektroskopów kieszonkowych, astronomicznych i t. p.

350. Rozszczepienie przez kulę. Tęcza. Rozszczepienie światła na barwne składniki można wywołać, rzucając wiązkę równoległego białego światła na naczynie szklane kuliste, napełnione wodą. Wtedy tworzy się widmo koliste.



Ryc. 355.

Podobnież krople deszczu, oświetlone światłem słońca, wytwarzają *tęczę*, w sposób, jaki uzmysławia ryc. 355. Równoległe promienie *S* słońca ulegają w kroplach deszczu kolejno załamaniu, odbiciu i powtórnemu załamaniu. Po wyjściu z kropel rozszczepione promienie rozpraszają się w różnych kierunkach, z wyjątkiem tych promieni, które padają na krople w takich punktach, że kąt padania wynosi 59°. Można łatwo udowodnić zapomocą rachunku albo konstrukcji, że te promienie posiadają maximum odchylenia od pierwotnego kierunku. Wartość tego maximum wynosi w promieniach czerwonych (jedynie zaznaczonych na rysunku) 42°, w fioletowych 40°. Wszystkie promienie padające pod kątem bliskim do 59° biegną po wyjściu z kuli w pobliżu kierunków, odpowiadających kierunkom maximum odchylenia; wszystkie te promienie tworzą równoległe niemal i na skutek tego silne stosunkowo wiązki światła. W ten sposób oko obserwatora umieszczonego np. w *O*, tyłem do słońca, zostanie trafione pękiem promieni czerwonych pod kątem 42° — fioletowych pod kątem 40°, względem prostej *OS'*, która jest przedłużeniem prostej, łączącej oko ze słońcem.

Z symetrji kuli wynika, że podobnie jak kropla *A* będą działać inne krople, znajdujące się na łuku utworzonym przez obrót ryciny dookoła *OS'*. To tłumaczy dlaczego tęcza ma kształt łuku kolistego, zabarwionego u góry czerwono, u dołu fioletowo. Gdy słońce leży w horyzoncie, łuk ten wynosi połowę koła; jest mniejszy, gdy słońce stoi wyżej, nie może się utworzyć wcale, gdy wysokość słońca jest większa aniżeli 42°.

Prócz tej tęczy zwanej tęczą *główną*, tworzy się czasem tęcza *wtórna*, działaniem promieni, które dwa razy odbijają się wewnątrz kropli, a dopiero następnie ją opuszczają. Tęcza wtórna, która okala główną, jest znacznie od tej ostatniej uboższa w światło; porządek barw jest w niej odwrotny.

Powyższa teorja tęczy (Descartes w r. 1637) jest tylko przybliżoną i tylko częściowo zgadza się z rzeczywistością. Odstępstwa powstają na skutek uginania się światła w kroplach.

351. Widma emisyjne. Widmo słoneczne. Analiza widmowa. Zapomocą spektroskopu czy to pryzmatycznego, czy też dyfrakcyjnego można z łatwością określić skład promieniowania świetlnego, wysyłanego przez jakiekolwiek źródło światła albo — inaczej mówiąc — zbadać widmo emisyjne tego źródła. Z badań takich wynika, że widma różnych źródeł wykazują znaczne różnice, zależne przedewszystkiem od stanu skupienia i natury chemicznej ciał świecących.

Tak np. rozżarzone ciała stałe świecące światłem białem (np. węgiel w lampie łukowej, cząsteczki sadzy w płomieniu świecy albo lampy naftowej, platyna rozżarzona prądem elektrycznym i t. p.) dają widma *ciągłe*. W takiem widmie znajdują się wszystkie barwy, począwszy od czerwonej, skończywszy na fioletowej, nie braknie w niem żadnej barwy, żadna też nie uwydatnia się wyjątkową jasnością wśród sąsiednich.

Przeciwnie, rzuciwszy na szczelinę spektroskopu światło słoneczne, otrzymamy, jak to zobaczył po raz pierwszy Wollaston w r. 1802, widmo niezupełnie ciągłe, lecz poprzerywane licznemi wąziutkiemi linjami ciemnemi, które przecinają widmo na poprzek, równolegle do szczeliny spektroskopu. Linje te zbadał dokładnie w r. 1814 Fraunhofer, stąd zwą się one linjami Fraunhofera. Położenie ich jest w widmie słonecznem niezmienne, każdej z nich odpowiada pewna zupełnie określona dlugość fali.

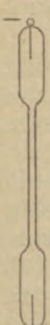
Stąd pochodzi, że mogą one służyć do kalibracji spektroskopu, podobnie jak jasne linje widmowe źródeł, dających światło jednorodne. Rycina 1 barwnej tablicy, znajdującej się na końcu książki przedstawia widmo słoneczne z najwyraźniejszemi linjami Fraunhofera, które nazwano początkowemi literami alfabetu. Tak np. mamy linje *A*, *a*, *B*, *C*, które znajduję się w czerwonej części widma, linję *D* (składa się ona właściwie z dwu linij leżących tuż obok siebie, zwanych D_1 i D_2), w żółtej i t. d.

Gazy i pary świecące wydają, w przeciwieństwie do ciał stałych, promieniowanie złożone z liczby skończonej oddzielnych barw jednorodnych. Widma emisyjne tych ciał przedstawiają się tedy w postaci oddzielnych linij, t. j. oddzielnych obrazów szczeliny spektroskopu (*widma linjowe*). Przykładem takiego widma jest widmo żółtego płomienia sodowego, które zawiera dwie jasne żółte linje, leżące tuż obok siebie. Przy słabem rozszczepieniu widać jedną tylko linję (ryc. 2 na tablicy widm). Lit w podobnych warunkach daje dwie linje, żółtą i czerwoną (ryc. 3) i t. p. Niektóre gazy dają tak zw. *prążkowane* widma, składające się z szeregu prążków, ułożonych niekiedy bardzo prawidłowo. Pod silnem rozszczepieniem okazuje się, że te prążki składają się również z wielkiej ilości linij.

Bunsen i Kichhoff dowiedli licznemi badaniami w r. 1859, że długości fali, odpowiadające linjom widmowym świecących gazów lub par, są zupełnie określone i zależą tylko od chemicznej natury tych ciał. Dwa różne ciała nie okazują nigdy widm złożonych z tych samych linij. A zatem naodwrót, po linjach widmowych można rozpoznać rodzaj świecącego ciała, czyli wykonać jego analizę chemiczną. Badanie widm, zastosowane do zadań tej analizy, nosi miano *analizy widmowej*.

Od czasu odkrycia analiza widmowa stała się jedną z najpotężniejszych dźwigni nietylko fizyki i chemji, ale także astronomji fizycznej i wielu zastosowań technologicznych. Przy jej pomocy odkryto wiele nieznanych przedtem pierwiastków, jak np. rubid, cez, hel i wiele innych.

Gazy i pary nie dają się zazwyczaj rozżarzyć, t. j. doprowadzić do świecenia przez samo podwyższenie temperatury. Powietrze np. nie wydaje światła nawet powyżej 2000°. Pochodzi to stąd, że gazy są w zakresie fal świetlnych doskonale przeźroczyste. Ich zdolność absorbcji jest dla tych fal bardzo mała. Stąd na podstawie prawa Kirchhoffa, które, jak wiemy z ust. 187, stosuje się do wszelkiego rodzaju promieniowania, wysyłanego kosztem ciepła, wynika, że i zdolność emisji jest też bardzo mała. Można jednak pobudzić gazy do świecenia przez prąd elektryczny w tak zwanych rurkach Plückera (ryc. 356), napełnionych gazem badanym pod małem ciśnieniem (2 do 3 *mm* rtęci). Rurki te zrobione są ze szkła i posiadają dwie elektrody oznaczone przez + i —, w postaci drucików platynowych wlutowanych w szkło. Łączy się je z biegunami maszyny elektrycznej albo cewki indukcyjnej albo wreszcie baterji galwanicznej, złożonej z kilkuset ogniw. Pod wpływem przechodzącego prądu, gaz świeci się, najjaśniej w zwężonej części rurki, którą też ustawia się tuż przed szczeliną spektroskopu. Świecący w ten sposób wodór daje 3 jasne linje widmowe (ryc. 4 tablicy widm).

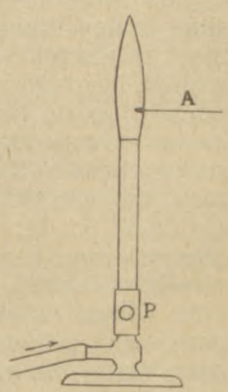


Ryc. 356.

Światło par metalicznych otrzymuje się zapomocą iskier elektrycznych, bijących między końcami drucików z metalu badanego, połączonych z biegunami maszyny elektrycznej albo cewki indukcyjnej. Przy użyciu silnej baterji ogniw otrzymuje się w tych warunkach łuk elektryczny, w którym świecą pary badanego metalu.

W lampie *rtęciowej* łuk tworzy się między elektrodami rtęciowemi (rtęć znajduje się w dwu rurkach przylutowanych do lampy, całkowicie zamkniętej i wypróżnionej). Zielonkawo-niebieskie światło takiej lampy jest bardzo bogate w promienie nadfiołkowe, stąd jej zastosowanie w lecznictwie.

Sole metaliczne łatwo lotne można pobudzić zapomocą palnika Bunsena (ryc. 357). Płomień zasilany obficie powietrzem, dopływającem przez otwór *P*, świeci się sam przez się bardzo słabo. Odrobina jakiej soli lotnej, wprowadzona w płomień na druciku platynowym *A*, zabarwia go: sole litu i strontu na czerwono, sodu na żółto, miedzi na zielono i t.p. W spektroskopie, oświetlonym takim płomieniem, widać widmo linjowe zawsze jednakowe, bez względu na to, czy się użyje chlorku, czy węglanu lub innego połączenia badanego metalu. Wypada stąd wniosek, że widmo należy do pary samego metalu; pod wpływem gorąca sól ulatnia się, a para jej ulega rozszczepieniu na metal i pozostałą resztę.



Ryc. 357.

352. Zasada Dopplera dla fal świetlnych. Barwa promienia jednorodnego, jaką odczuwamy wzrokiem, tudzież jego zachowanie się wobec przyrządów optycznych zależy od częstości drgania, a więc od okresu, w jakim kolejno fale trafiają oko lub przyrząd. Opierając się na tej zasadzie, należy przypuszczać, że prawo akustyczne Dopplera (ust. 126) powinno się stosować do światła. Istotnie, barwa światła pochodzącego od źródła, które się ku nam porusza, zmienia się i przesuwa ku barwom, odpowiadającym większej częstości; przeciwnie będzie, jeżeli się źródło oddala. Zmiany te są bardzo drobne, lecz można je wykryć czułym spektroskopem: jeżeli prędkość ruchu źródła wydającego światło jednorodne jest znaczna, linje widmowe przesuwają się zależnie od ruchu. Przesunięcie takie sprawdzono na promieniowaniu gwiazd, których ruch względem ziemi jest znany, a które wydają jedną lub kilka linij widmowych.

Naodwrót, badanie przesunięcia linij daje niekiedy możność określenia ruchu gwiazd, co znajduje ważne zastosowanie w astronomji.

353. Widma absorbcyjne. Odwrócenie widm. Umieśćmy między źródłem białego światła a szczeliną spektroskopu jakiekolwiek ciało, pochłaniające niektóre rodzaje promieniowania, np. czerwone szkło albo jaką zabarwioną ciecz, w odpowiedniem naczyniu szklanem.

Na tle widma ciągłego wystąpią wtedy poprzeczne ciemne prążki w miejscach, odpowiadających tym barwom, które są pochłaniane przez badaną substancję. Takie widmo nazywa się *widmem absorbcyjnem*. Położenie prążków absorbcyjnych jest tak charakterystyczne dla ciał, że może posłużyć do ich wykrycia, a więc do celów analizy chemicznej. Takie widmo charakterystyczne daje np. indygo, wyciąg alkoholowy liści zielonych (roztwór chlorofilu) i t. p. (patrz tablica widm 5 i 6).

Gazy i pary dają też widma absorbcyjne. Zamiast prążków występują w nich jednak zazwyczaj ostre i ciemne linje absorbcyjne. Umieśćmy np. przed szczeliną spektroskopu oświetlonego silną lampą łukową płomień lampki spirytusowej, w której płonie kawałeczek sodu, wydający jednorodne światło żółte. Na tle widma ciągłego wystąpi wtedy linja ciemna, dokładnie w tem miejscu, gdzie płomień sodowy dałby linję jasną. Widmo takie, zwane odwróconem widmem sodu, tłumaczy się łatwo na podstawie prawa Kirchhoffa. Zdolność emisyjna sodu równa jest zeru, dla wszystkich barw, z wyjątkiem żółtej, o długości fali $\lambda = 0{\cdot}589\ \mu$; tę samą przeto cechę musi mieć jej zdolność absorbcyjna. Innemi słowy: para sodu jest przeźroczysta dla wszelkich barw, z wyjątkiem tej jedynej, którą sama wydaje. Całe widmo ciągłe lampy elektrycznej, widziane nawskroś przez parę sodu, przedstawia się tedy w tej samej jasności, jakgdyby pary wcale nie było. Natomiast promienie żółte $\lambda = 0{\cdot}589\ \mu$, które lampa również wydaje i to z nierównie większem natężeniem, aniżeli para sodu (z powodu wyższej temperatury), doznaje znacznego osłabienia. Stąd linja ciemna.

Odkrycie widm odwróconych przez Kirchhoffa i Bunsena podało klucz do wytłumaczenia linij ciemnych Fraunhofera, które, jak wiemy, okazuje w ogromnej ilości widmo słoneczne, jakoteż widma niektórych gwiazd stałych. Dość było przyjąć, że jądro masy słonecznej jest bryłą rozżarzoną do białości i zgęszczoną (z powodu wzajemnego przyciągania się grawitacyjnego swych części), która sama przez się daje światło białe i widmo zupełnie ciągłe. Zewnętrzne części tej bryły, jako najbardziej oddalone od środka ciążenia, są nierównie rzadsze; są to pary dobywające się z środkowej masy, również jeszcze rozżarzone i świecące, ale chłodniejszej od niej, z powodu silnego promieniowania w przestrzeń otaczającą. Światło białe jądra słonecznego, przenikające przez warstwę tych par, ulega częściowo pochłonięciu, w tych właśnie barwach jednorodnych, które owe pary wydają. Wszystko odbywa się tak, jak w doświadczeniu z lampą

elektryczną i światłem sodowem. Widmo zewnętrznej warstwy słonecznej według tej teorji powinno tedy być widmem linjowem. Istotnie też, podczas całkowitych zaćmień słońca, gdy tarczę słoneczną przykrywa księżyc, widać dookoła tego ostatniego różowy jasny rąbek (chromosfera), dający widmo złożone z jasnych linij, przeważnie wodoru, helu, rzadziej innych pierwiastków.

Widmo słoneczne jest zatem widmem absorbcyjnem, a linje Fraunhofera stanowią obraz odwrócony widm emisyjnych tych pierwiastków, które znajdują się w zewnętrznej warstwie słońca. Zgodność z widmami emisyjnemi, znanemi z doświadczeń ziemskich, jest doskonała. Tak np. linja ciemna *D* w widmie słonecznem należy niewątpliwie do sodu, jest tak samo podwójną, jak linja jasna pary sodowej; inne znowu linje należą do wodoru, helu i t. d. Porównywanie linij Fraunhofera z linjami emisyjnemi pierwiastków jest zatem niczem innem, jak analizą chemiczną słońca.

Każde ciało, wykazujące w widmie absorbcyjnem wydatne prążki, musi być barwnem, jeżeli się je ogląda w świetle białem przepuszczonem, zmienia bowiem przez absorbcję skład światła białego. Tak np. szkło pochłaniające barwy niebieskie, zielone, żółte, a przepuszczające czerwone, będzie wykazywać barwę czerwoną; przeciwnie szkło zielone pochłania barwy czerwone, przepuszcza natomiast zielone, nieco pomarańczowych i niebieskich.

Zabarwienie ciała kolorowego zmienia się częstokroć z jego grubością. Cienka warstwa chłonie przedewszystkiem te barwy, w których przeźroczystość (ust. 182) jest najmniejsza; gdy grubość wzrasta, gasną stopniowo inne, wskutek czego zmienia się też wypadkowy skład światła przechodzącego. Szyby okienne są prawie bezbarwne, jeżeli się na nie patrzy prostopadle do płaszczyzny, widziane z boku bywają zwykle zielone. Podobnie woda w grubych warstwach jest niebieska.

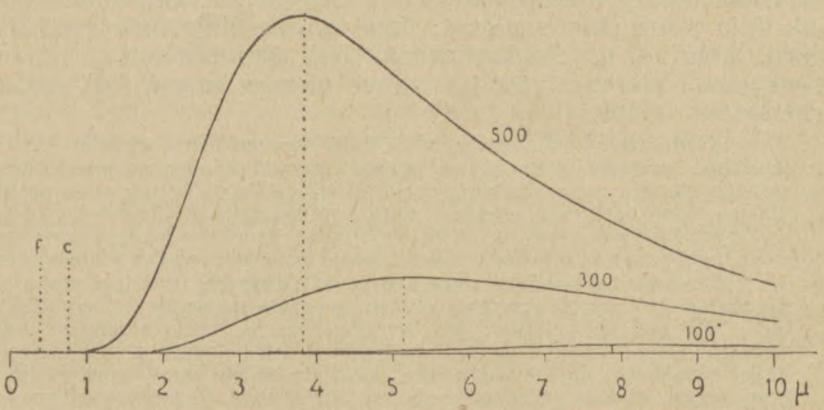
354. Rozkład energji w widmie. Widma ciągłe, jakie dają świecące ciała stałe, różnią się między sobą rozkładem energji na poszczególne barwy. Tak np. światło elektryczne lampy łukowej jest stosunkowo ubogie w światło niebieskie; już większem jest natężenie w falach czerwonych; maximum natężenia przypada jednak w tem źródle światła na fale podczerwone. Przeciwnie, w świetle słonecznem maximum natężenia posiadają fale żółte.

Ażeby zbadać rozkład energji w widmie, czyli żeby się dowiedzieć, w jakich ilościach poszczególne promieniowania jednorodne składają się na całkowite promieniowanie ciała badanego, należy to promieniowanie rzucić na spektroskop i wytworzyć w nim widmo rzeczywiste. Wąski jaki aktinometr (np. termoelement linjowy), przesuwany w tem widmie kolejno od jednej barwy do drugiej, zarówno w widzialnej, jak też i w innych częściach widma, pochłaniając energję promieni nań padających, wykaże ogrzanie, które będzie miarą natężenia tych promieni.

Z badań tego rodzaju, wykonanych nad różnemi ciałami, najważniejsze są te, które się odnoszą do ciała doskonale czarnego (patrz ust. 184). Rozkład energji w widmie normalnem tego ciała ma następujące cechy:

1) posuwając się od najdłuższych fal podczerwonych ku coraz krótszym, znajdujemy natężenia rosnące stopniowo, aż do pewnej długości λ_m, która jest wydawana najobficiej (maximum promieniowania), poczem natężenie znowu stopniowo opada;

2) przy stopniowem podwyższaniu temperatury ciała czarnego natężenia wszystkich barw ciemnych i widzialnych powiększają się; jednakże promienie krótkofalowe wzrastają w natężeniu szybciej od długofalowych. Wskutek tego miejsce w widmie, najbogatsze w energję (długość fali odpowiadająca maximum promieniowania), posuwa się — w miarę wzrostu temperatury —



Ryc. 358.

ku coraz krótszym falom. Okazało się, że długość fali tego maximum jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury bezwzględnej T ciała czarnego *(prawo Wiena)*; znaleziono mianowicie, że:

$$\lambda_m = \frac{2940}{T} \text{ mikronów.}$$

Tak np. w temperaturze wrzącej wody $T = 373°$ ciała czarne wydają najobficiej te promienie, których długość fali $\lambda = 2940:373 = 8\ \mu$. Ażeby zaś maximum posunęło się aż do promieni widzialnych ($\lambda = 0{\cdot}62\ \mu$), do tego trzeba temperatury $T = 2940:0{\cdot}62 = 4742$ stopni bezwzględnych, t. j. 4469° C. Tu właśnie znajduje się maximum natężenia w widmie słonecznem; powyższa temperatura byłaby zatem temperaturą słońca, gdyby ono było ciałem doskonale czarnem. Ponieważ jednak wszystkie ciała rzeczywiście wydają mniej promieniowania aniżeli ciało czarne (por. ust. 187), temperatura słońca musi być w rzeczywistości wyższą.

Ryc. 358 wyobraża krzywe, których rzędne są proporcjonalne do odchylenia wskazówki aktinometru w widmie ciała czar-

nego, w temperaturze 100°, 300° i 500° C. Dopiero w ostatniej z tych temperatur natężenie wzrasta o tyle, że w części widzialnej *c f* widma oko dostrzec może pierwsze ślady świecenia i to naprzód żar czerwony.

W falach widzialnych zawarty jest tedy tylko nieznaczny ułamek całkowitej energji wysyłanej. Inaczej mówiąc, ciało doskonale czarne byłoby mało ekonomicznem źródłem światła i to we wszystkich temperaturach, chociaż w wyższych wydajność ekonomiczna będzie większa, aniżeli w niższych. Toż samo należy powiedzieć o ciałach takich, jak węgiel, metale i t. p. Rozkład energji w widmie tych ciał jest bowiem pod wieloma względami zupełnie podobnym do rozkładu energji w widmie ciała czarnego. (Zawsze jednak, jak tego wymaga prawo Kirchhoffa, natężenie promieniowania tych ciał jest caeteris paribus mniejsze, aniżeli w ciele doskonale czarnem.)

Własność powyższa tłumaczy usiłowania zastosowania do lamp elektrycznych żarowych metali trudno topliwych, które dają się rozgrzewać do bardzo wysokich temperatur. W ostatnich czasach przekonano się, iż temperaturę świecenia metali można podwyższyć, jeżeli lampę napełni się odpowiednim gazem, np. azotem.

Korzystne pod względem wydajności ekonomicznej własności gazowego palnika Auera (płomień Bunsena, w który wstawiona jest siatka napojona tlenkiem toru z odrobiną tlenku ceru) tłumaczą się tem, że natężenie promieniowania toru w dziedzinie podczerwonej jest bardzo małe, stąd wysoka temperatura siatki. W tej temperaturze cer świeci jasnem światłem.

W zjawiskach jarzenia się stosunek światła do promieniowania całkowitego jest znacznie większy, aniżeli w świeceniu termicznem.

355. **Teorja elektronowa emisji, absorbcji i dyspersji.** Zależność prędkości światła we wszelkiej materji od barwy czyli od długości fali światła była zawsze uważana jako jeden z najsilniejszych argumentów, popierających teorję molekularną materji. Gdyby bowiem materja była bezwzględnie ciągłą i nie posiadała żadnej wewnętrznej struktury, promieniowanie wszelkich długości musiałoby się w niej, podobnie jak w ciągłym eterze, rozchodzić jednakowo szybko: w materji ciągłej żadna długość porównywalna z długością fali świetlnej nie byłaby zaznaczoną w samej budowie ciała.

Dalszego wątku teorji molekularnej dyspersji dostarcza ścisła zależność emisji i absorbcji. Weźmy np. parę sodu: odpowiednio pobudzona, wysyła ona światło żółte o długości fali 0·589 μ. Naodwrót, światło żółte, o tej samej długości, z zewnątrz na parę sodu padające, zostaje w niej pochłonięte, zamienione na ciepło czyli na bezładny ruch cząstek. Mamy tu widocznie do czynienia ze zjawiskiem rezonancji (ust. 133), które dowodzi, że w ciałach istnieją elementy, czynne w wysyłaniu i absorbcji światła, które, jakby struny napięte, są dostrojone do drgań w pewnym określonym okresie i na skutek tego odpowiadają na drgania świetlne tego samego okresu znacznie łatwiej i silniej, aniżeli na inne. Łatwo zrozumieć, że silny ruch nabyty w ten sposób, początkowo też prawidłowo drgający, zamienia się rychło na ciepło, naprzykład przez spotkania z innemi cząstkami substancji.

Rozważanie powyższe stosuje się także do ciał takich, jak szkło, sól i t. p. W zachowaniu optycznem różnią się one od pary sodu tem tylko, że silna absorbcja występuje w nich nie w świetle, lecz w niewidzialnych częściach widma (np. w soli dla fal podczerwonych o długości 51 μ i t. p.).

Teorja elektronowa materji (ust. 240) czyni założenie, że owemi elementami czynnemi w emisji i absorbcji światła są elektrony, wchodzące

w budowę cząstek: wszak światło jest promieniowaniem elektromagnetycznem, a jako takie może być wzbudzone przez szybkie drganie ładunków elektrycznych; naodwrót siły elektryczne, w takiej fali czynne, zdolne są te ładunki elektryczne do drgań pobudzić.

Elektrony wchodzące w skład cząstek są z temi cząstkami związane pewnemi siłami, które sprawiają, że elektrony (podobnie jak wahadło zostające pod wpływem ciężkości) posiadają własne i niezmienne okresy drgania. Fale świetlne o jakiejkolwiek częstości, nawet znacznie różnej od tych, do których elektrony są dostrojone, wywołują ich spółdrgania (jak ruch struny, którą trafia dźwięk o wysokości różnej od jej stroju). I w tym przypadku absorbcja nie będzie całkowicie wykluczoną, będzie jednak nieporównanie mniejszą. Jednakże wskutek obciążenia współdrgającemi elektronami bieg fal będzie zwolniony, podobnie jak fale głosowe na strunie poruszają się wolniej, gdy ją obciążymy, np. przez nawinięcie drutem. W tem leży przyczyna załamywania się światła.

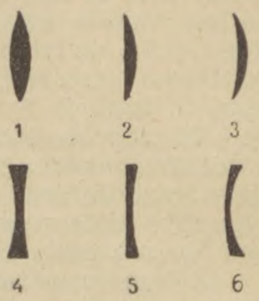
Zwolnienie biegu fal będzie tem większe, im większą będzie energja kinetyczna elektronów współdrgających. Im więcej energji one zabiorą, tem mniej głęboko fale wnikną np. w jednostce czasu w głąb ciała, tem mniejszą będzie w niem prędkość światła; ponieważ przy większej częstości energja kinetyczna elektronu jest większa, przeto można zrozumieć, że fale krótkookresowe, a więc fiołkowe i nadfiołkowe, będą się poruszać wolniej, aniżeli czerwone i podczerwone. To jest zwyczajne czyli normalne rozszczepienie w ciałach przeźroczystych. Ten sam mechanizm tłumaczy jednak także rozszczepienie anomalne fal, których okres nieznacznie tylko się różni od własnego okresu elektronów.

Elektronowa teorja emisji znajduje ważne potwierdzenie w doświadczeniu *Zeemana*: umieśćmy jakie źródło światła dające ostre linje widmowe (płomień sodowy i t. p.) w silnem polu magnetycznem, między biegunami potężnego elektromagnesu. Przy pomocy czułego spektroskopu przekonamy się, że linje widmowe ulegają różnym zmianom: rozszerzają się lub też rozpadają na 2, 3 lub więcej i t. d. Efekt ten można wytłumaczyć na podstawie teorji elektronowej: elektrony drgające stanowią prądy elektryczne, muszą zatem, podobnie jak zwykłe prądy, ulegać sile magnetoelektrycznej pola magnetycznego (ust. 256). Zmiana sił działających na elektrony zmieni okres ich drgania, a zatem także częstość fal wysyłanego światła.

ROZDZIAŁ III.

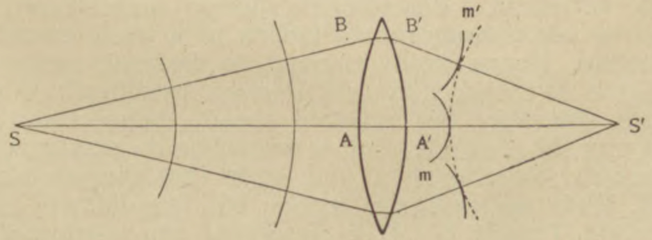
Narzędzia optyczne.

356. Soczewki. Soczewką nazywamy ciało przeźroczyste, ograniczone dwiema powierzchniami kulistemi. Zależnie od kształtu dzielimy soczewki na zbierające i rozpraszające. Grubość pierwszych, największa w środku, zmniejsza się stopniowo ku obwodowi; w rozpraszających, przeciwnie, zwiększa się ku obwodowi. Soczewki zbierające mogą być dwuwypukłe, płaskowypukłe i wklęsłowypukłe (ryc. 359—1, 2, 3). Wśród rozpraszających rozróżniamy dwuwklęsłe, płaskowklęsłe i wypukłowklęsłe (ryc. 359—4, 5, 6).



Ryc. 359.

Zapomocą soczewki, jednej albo kilku odpowiednio dobranych, można otrzymywać obrazy ciał świecących albo oświetlonych, obrazy, które czasem są rzeczywiste, czasem pozorne, podobnie jak w przypadku zwierciadeł wklęsłych. Zjawisko to



Ryc. 360.

tłumaczy się na podstawie teorji falowej w następujący sposób. Weźmy soczewkę np. wypukłą (ryc. 360), dającą rzeczywisty obraz S' punktu S, umieszczonego w odpowiedniej odległości od

soczewki, na prostej, łączącej środki powierzchni kulistych, ograniczających soczewkę. Prosta ta nazywa się *osią główną soczewki.*

Z punktu S rozchodzą się fale kuliste. Część pierwotnej fali, wychodzącej z S, poruszająca się wzdłuż osi SAA', przeniknie przez soczewkę w jej środku, gdzie grubość AA' jest największa, *poczem wytworzywszy w A' po drugiej stronie soczewki falę cząstkową m*, dosięgnie po upływie czasu, zależnego od długości dróg przebytych w powietrzu i szkle, do punktu S', położonego na osi. Część fali zaś, poruszająca się wzdłuż SBB' ku obwodowi soczewki, dająca w B' początek fali cząstkowej m', rozszerzającej się następnie do S' i dalej, ma wprawdzie dłuższą drogę do przebycia, gdyż $SBB'S' > SAA'S'$; ponieważ jednak fala ta przenika przez soczewkę w miejscu, gdzie jej grubość BB' jest mniejsza niż w środku i ponieważ prędkość fal świetlnych jest mniejsza w szkle, aniżeli w powietrzu, przeto doznawszy mniejszego opóźnienia w szkle, może zdążyć do S' jednocześnie z falą m. Wtedy obie te fale będą się spotykać w S' w fazach zgodnych. To jest właśnie warunek utworzenia się w S' obrazu rzeczywistego, o ile nie tylko te dwie m i m', lecz i wszystkie inne fale cząstkowe, przenikające soczewkę między A i B, przyłączać się będą do tamtych w tej samej fazie.

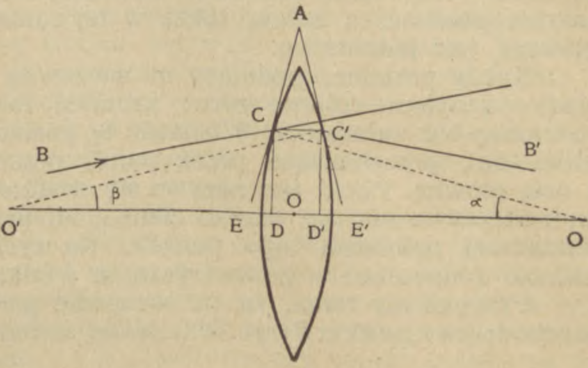
To zgodne spotykanie się wszystkich fal cząstkowych w jednym punkcie S' zdarza się istotnie, przynajmniej z wielkiem przybliżeniem, pod warunkiem jednak, żeby soczewka nie była zbyt silnie wypukłą, tudzież, żeby promienie na nią padające nie zawierały zbyt wielkich kątów z osią.

Z tego rozważania wynika jasno fakt, że obraz utworzony przez soczewkę, jest obrazem dyfrakcyjnym (patrz ust. 337). Jak wszystkie obrazy dyfrakcyjne, nie może on być punktem nawet wtedy, gdy S jest rzeczywiście punktem świecącym: wtedy się przedstawia w postaci jasnej plamki, otoczonej pierścieniami naprzemian jasnemi i ciemnemi. Jednakowoż w przypadku, gdy mamy do czynienia z dostatecznie dużemi soczewkami, objawy dyfrakcji są tak nieznaczne, że można je w wielu razach pominąć zupełnie. Można wtedy założyć, że działanie soczewek polega jedynie na załamywaniu się *promieni* świetlnych. W dalszym wykładzie obieramy ten właśnie sposób pojmowania rzeczy; ograniczymy się przy tem niemal wyłącznie do przypadku soczewek cienkich, otoczonych z obu stron tym samym ośrodkiem.

357. Wzór soczewkowy. Rycina 361 przedstawia soczewkę dwuwypukłą. Punkty O i O' są środkami obu powierzchni kulistych, odgraniczających soczewkę; prosta, przechodząca przez te środki, jest osią główną soczewki. Zakładamy, że soczewka jest bardzo cienka (to znaczy, że jej grubość EE' jest bardzo mała w porównaniu z promieniami obu jej powierzchni kulistych) i że promień BC tworzy bardzo mały kąt z osią główną. Wszystkie promienie, czyniące zadość temu warunkowi, nazywają się pro-

mieniami *środkowemi*. Ograniczenie się do promieni środkowych sprawia, że jest rzeczą obojętną, czy promień uważany leży tak, jak na rycinie, w tej płaszczyźnie, co oś główna, czy też w innej jakiej płaszczyźnie.

Promień światła BC trafia soczewkę w punkcie C, załamuje się w niej wzdłuż CC' i wychodzi nazewnątrz wzdłuż $C'B'$. Zakładamy tutaj, że spółczynnik załamania soczewki jest większy od jedności.



Ryc. 361.

Poprowadźmy w punktach C i C' płaszczyzny CA i $C A$, styczne do powierzchni granicznych. Płaszczyzny te są zatem prostopadłe do promieni OC i $O'C'$, przecinających powierzchnie soczewki w punktach C i C'. Oznaczmy promień OC przez R, zaś promień $O'C'$ przez R'. Z punktów C i C' opuszczamy prostopadłe CD i $C'D'$ na oś główną. Ponieważ założyliśmy, że soczewka jest bardzo cienka i że promień BC tworzy mały kąt z osią główną, możemy przyjąć, że CD równa się $C'D'$. Oznaczmy wspólną ich wartość przez h. W tem samem przybliżeniu możemy przyjąć, że CD równa się łukowi CE, zaś $C'D'$, łukowi $C'E'$. Ponieważ zaś łuki te równają się odpowiednio αR i $\beta R'$, w czem α i β oznaczają wyrażone w mierze łukowej kąty, jakie promienie OC i $O'C'$ tworzą z osią główną soczewki, mamy:

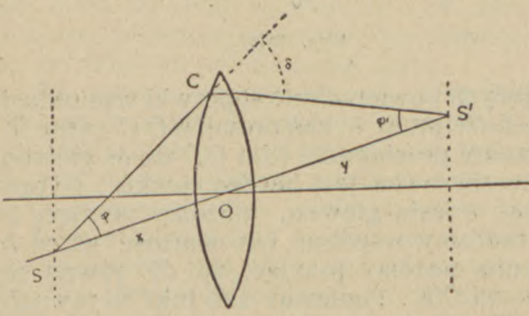
$$h = \alpha R = \beta R', \text{ albo też: } \alpha = \frac{h}{R}, \ \beta = \frac{h}{R'}.$$

Na rycinie widać, że promień BC załamuje się w soczewce tak samo, jak załamałby się w ostrym pryzmacie CAC', odgraniczonym przez powierzchnie CA i $C'A$, styczne do powierzchni granicznych soczewki. Pryzmat ten nie jest jednakowy dla wszystkich promieni, przeciwnie, jego kąt łamiący A jest proporcjonalny do odległości h prostej CC' od osi głównej. Istotnie, zarówno A jak $\alpha + \beta$ dopełniają się do 180^0 z rozwartym kątem utworzonym przez OC i $O'C'$. A zatem $A = \alpha + \beta = h\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)$.

W ustępie 345 dowiedliśmy, że odchylenie δ, sprawione przez pryzmat o małym kącie łamiącym A w przypadku, gdy promienie trafiają taki pryzmat niemal prostopadle,

wynosi $\delta = (n-1)\,A$. Takiemuż odchyleniu (kąt między $B'C'$ a pierwotnym kierunkiem promienia) ulegnie w soczewce promień BC. Wstawiając zamiast A znalezioną cotylko wartość, znajdujemy: $\delta = h(n-1)\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$. Ten wzór pokazuje, że odchylenie wszystkich promieni trafiających soczewkę w tym samym punkcie, a zatem także w tej samej odległości od osi głównej, jest jednakowe.

Każdy promień, padający na soczewkę tak, że $h = 0$, posiada odchylenie równe zeru; promień taki przechodzi przez soczewkę bez załamania. Własność tę posiadać będą wszystkie promienie, przechodzące przez punkt przecięcia się soczewki z osią główną. Punkt ten nazywa się *środkiem soczewki*. Ponieważ soczewka ma być bardzo cienka, nie ma potrzeby określać dokładniej położenia tego punktu. Na rycinach będziemy go zawsze umieszczać w geometrycznym środku soczewki.



Ryc. 362.

Przypuśćmy teraz, że na soczewkę pada wiązka promieni wychodząca z punktu S (ryc. 362). Jakiej zmianie ulegnie ta wiązka po przejściu przez soczewkę? Weźmy na uwagę naprzód dwa tylko promienie. Jeden SO, przechodzący przez środek soczewki O, wzdłuż t. zw. *osi bocznej*, nie ulega załamaniu. Drugi SC ulegnie odchyleniu $\delta = h\,(n-1)\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$ i przetnie się z promieniem SO w punkcie S'. Oznaczmy przez φ i φ' kąty między obydwoma promieniami przed i za soczewką, zaś przez x i y odległości punktów S i S' na prostej SS' od jej środka. Ponieważ ograniczamy stę tylko do przypadku, w którym kąty promieni z osią główną są małe (punkt S jest bardzo blisko osi głównej), możemy przyjąć, że kąty φ i φ' są także małe. W tem założeniu mamy w przybliżeniu $h = x\varphi = y\varphi'$. Ponieważ kąt δ jest zewnętrznym kątem trójkąta SCS', zatem jest $\delta = \varphi + \varphi'$, albo też $\delta = h\left(\frac{1}{x}+\frac{1}{y}\right)$. Wstawiając tę wartość do wzoru na odchylenie δ, znajdujemy:

$$\frac{1}{x}+\frac{1}{y} = (n-1)\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right).$$

Z tego wzoru widać, że odległość y punktu przecięcia się promieni nie zależy już od h, a zatem nie zależy także od kąta φ.

Stąd wynika, że wszystkie promienie, wychodzące z S, przecinają się po wyjściu z soczewki w jednym punkcie S'. Ten punkt jest zatem *obrazem* punktu S; obraz ten leży zawsze na prostej, łączącej S ze środkiem soczewki.

Gdybyśmy zatem zamiast punktu S wzięli inny jaki punkt świecący S_1, leżący na kuli zakreślonej ze środka soczewki promieniem x, to jego obraz leżałby na kuli, przechodzącej przez S', zakreślonej ze środka soczewki promieniem y. Z powodu ograniczenia się do promieni środkowych, obie części tych kul są bardzo małe: możemy zatem uważać je za części płaszczyzn równoległych do siebie, a prostopadłych do osi głównej. Są to tak zwane *płaszczyzny sprzężone*. Każdemu punktowi jednej z nich odpowiada obraz na drugiej.

Znaleziony powyżej wzór określa zatem zależność między odległością x punktu świecącego i odległością y jego obrazu; nazywa się on *wzorem soczewkowym* (cienkich soczewek). Wzór ten jest zupełnie ogólnym; można go stosować nietylko w przypadku soczewki dwuwypukłej, lecz także w przypadku dwuwklęsłej, płaskowypukłej i t. d., zarówno gdy wiązki światła są rozbieżne, jak też gdy są zbieżne, należy tylko w każdym z tych przypadków nadawać odcinkom R, R', x i y odpowiednie znaki. A mianowicie: odcinek R należy liczyć dodatnio, jeżeli jest położony względem soczewki tak, jak promień światła, który z niej wychodzi. W przeciwnym razie będzie on ujemnym. Naodwrót, odcinek R' jest dodatnim, gdy leży po tej stronie soczewki, z której światło wchodzi.

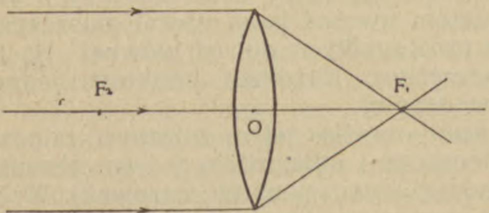
Odległość x punktu S jest dodatnią, gdy wiązka padająca na soczewkę jest rozbieżną. Mówimy wtedy także, że punkt S jest przedmiotem rzeczywistym. Odcinek x leży wówczas z tej strony, z której światło wchodzi do soczewki. Gdyby natomiast wiązka padająca na soczewkę była zbieżną (można to sprawić przy pomocy odpowiednio dobranej innej soczewki), wtedy x należałoby opatrzyć znakiem minus. Rolę punktu S przyjąłby na siebie punkt, jaki otrzymamy, przedłużając promienie padające. Punkt ten leżeć będzie po tej stronie soczewki, z której światło wychodzi.

Podobnież y jest wielkością dodatnią, gdy obraz jest rzeczywistym, gdy zatem promienie światła po wyjściu z soczewki spotykają się rzeczywiście w jednym punkcie. Gdy natomiast obraz jest pozorny, t. j. gdy promienie nie przecinają się wcale, wtedy y jest wielkością ujemną, t. zn.: przedłużone promienie będą się przecinać z tej strony soczewki, z której światło wchodzi.

358. Ogniska soczewki. W przypadku soczewki dwuwypukłej promienie R i R' obu powierzchni kulistych są dodatnie, a zatem wielkość $(n-1)\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$ jest też dodatnią. Przypuśćmy, że na

taką soczewkę padają promienie światła, wychodzące z punktu S, leżącego na osi głównej i znajdującego się w bardzo wielkiej odległości od soczewki ($x = \infty$, $\frac{1}{x} = 0$). Promienie takie można uważać jako promienie równoległe (ryc. 363). Ze wzoru soczewkowego wynika, że promienie takie skupiają się w punkcie F_1, którego odległość y od soczewki określona jest wzorem:

$$\frac{1}{y} = (n-1)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R}\right).$$



Ryc. 363.

Odległość powyższą punktu zbieżności promieni równoległych nazywamy *odległością ogniskową* soczewki, a sam ten punkt — jej *ogniskiem głównem*. Każda soczewka ma dwa takie ogniska, znajdujące się na osi głównej po obu stronach soczewki, w jednakowej od niej odległości. Oznaczywszy odległość ogniskową przez f, mamy:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right).$$

Wzór ten pokazuje, że odległość ogniskową można wyznaczyć rachunkiem, znając spółczynnik załamania materjału soczewki, tudzież jej promienie krzywizny.

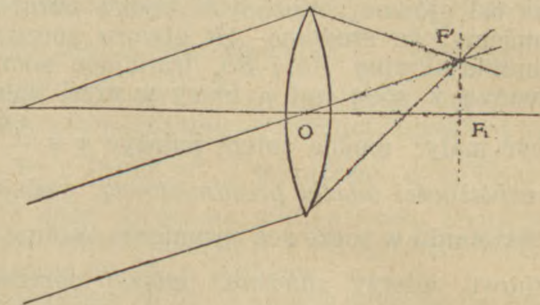
Przy pomocy ostatniego związku można wzór soczewkowy wyrazić jak następuje:

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{y} = \frac{1}{f}.$$

We wzorze soczewkowym odległości x i y występują w taki sposób, że jedną z nich można zamienić na drugą i naodwrót. Jeżeli zatem S (rycina 362) jest punktem świecącym, zaś S' jego obrazem, to naodwrót, gdybyśmy punkt świecący umieścili w S', wtedy obraz jego utworzyłby się w S. Stąd wynika, że jeżeli punkt świecący umieścimy w ognisku F_1 (ryc. 363), to wtedy jego obraz utworzy się po drugiej stronie soczewki w odległości nieskończenie wielkiej: promienie światła po wyjściu z soczewki utworzą wtedy wiązkę równoległą.

Przypuśćmy teraz, że bardzo daleki punkt świecący S leży nie na osi głównej, lecz obok niej. W tym przypadku równoległa wiązka promieni będzie nachylona do osi głównej pod pewnym

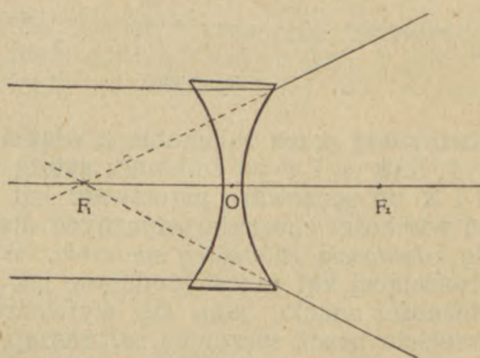
kątem (ryc. 364). Stosując znowu wzór soczewkowy, znajdziemy, że wiązka ta skupi się w jednym punkcie F', leżącym na osi bocznej OF'. Odległość punktu F' od soczewki równa się f, tak samo, jak w przypadku poprzednim. Punkt F' nazywa się *ogniskiem bocznem* soczewki.



Ryc. 364.

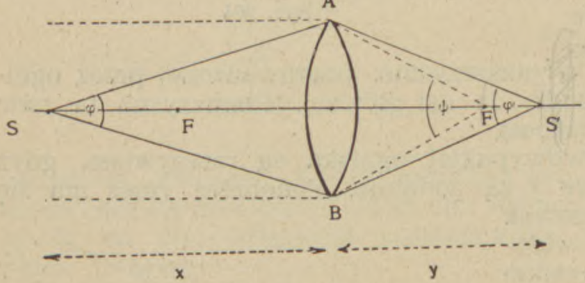
Każdemu kierunkowi promieni równoległych odpowiada pewne ognisko boczne. Wszystkie te ogniska leżą w znacznem przybliżeniu w płaszczyźnie, poprowadzonej przez ognisko główne, prostopadle do osi głównej. Płaszczyzna ta zwie się *płaszczyzną ogniskową*.

W soczewce dwuwypukłej ogniska są rzeczywiste, gdyż odległości ogniskowe f są dodatnie. Podobnież rzecz ma się w przypadku soczewek płaskowypukłych i wklęsłowypukłych. Wszystkie te soczewki posiadają zatem zdolność skupiania promieni równoległych i dlatego nazywają się krótko soczewkami zbierającemi. Przypuśćmy teraz, że równoległa wiązka promieni pada na soczewkę dwuwklęsłą (ryc. 365). Przy pomocy wzoru soczewkowego znajdziemy, że odległość f punktu przecięcia się tych promieni jest ujemną. Promienie zatem utworzą po wyjściu z soczewki wiązkę rozbieżną. Przedłużając promienie tej wiązki, znajdziemy jako punkt przecięcia punkt F_1, który się nazywa *ogniskiem pozornem* soczewki. Tak samo jak soczewka dwuwklęsła zachowują się soczewki płaskowklęsłe i wypukłowklęsłe. Stąd wszystkie te rodzaje soczewek nazywają się rozpraszającemi. Oczywistą jest rzeczą, że soczewki rozpraszające posiadają, podobnież jak zbierające, dwa ogniska główne i dwie płaszczyzny ogniskowe.



Ryc. 365.

359. Rozbieżność wiązek i jej zmiany. Weźmy soczewkę zbierającą i punkt świecący S (ryc. 366), znajdujący się np. na osi głównej; niechaj S' będzie obrazem tego punktu. Przypuśćmy, że średnica AB otworu soczewki wynosi s *cm*. Promienie skrajne AS i BS, trafiające soczewkę na jej brzegach, tworzą z sobą kąt φ, który w myśl założeń poprzednich musi być mały; można zatem położyć $\varphi = \frac{AB}{x} = \frac{s}{x}$. Kąt ten daje miarę *rozbieżności wiązki przedmiotowej*, padającej na soczewkę. Po załamaniu w soczewce promienie skrajne tworzą kąt $\varphi' = \frac{s}{y}$, który znowu mierzy *zbieżność wiązki obrazowej*. W podobny sposób można wyrazić wielkość $\frac{s}{f}$. Jest to mianowicie kąt ψ, utworzony przez proste AF i BF, wzdłuż których biegną skrajne promienie równoległe, po załamaniu w soczewce; daje on miarę zbieżności wiązki, utworzonej przez załamanie z wiązki równoległej.



Ryc. 366.

Kąty φ i φ' są zmienne; zależą one od odległości punktów S i S' od soczewki; przeciwnie kąt ψ; ten jest zależny tylko od wielkości charakterystycznych dla soczewki. Kąt ψ nazywa się *zdolnością zbierającą soczewki*. W przypadku soczewki rozpraszającej kąt ψ jest, podobnie jak f, ujemny i daje miarę rozbieżności wiązki, jaka się wytworzy z wiązki równoległej po przejściu przez soczewkę rozpraszającą.

Przy pomocy kątów φ, φ' i ψ wzór soczewkowy zamienia się na wzór następujący: $\varphi + \varphi' = \psi$.

Możemy go wyrazić w postaci jeszcze więcej jednolitej, jeżeli się umówimy, że zbieżność i rozbieżność wiązek uważać będziemy za wielkości tego samego rodzaju, obdarzone znakami przeciwnemi. Rachujmy zatem zbieżność wiązki, jako ujemną rozbieżność i odpowiednio do tego połóżmy $\varphi' = -\varphi_1$; wtedy będzie:

$$\varphi - \varphi_1 = \psi, \text{ albo } \varphi_1 = \varphi - \psi.$$

Wzór ten należy wyrazić w sposób następujący: *rozbieżność wiązki obrazowej równa się rozbieżności wiązki przedmiotowej, pomniejszonej o zdolność zbierającą soczewki.* W soczewkach zbierających ψ jest dodatnie, zatem rozbieżność wiązki się zmiej-

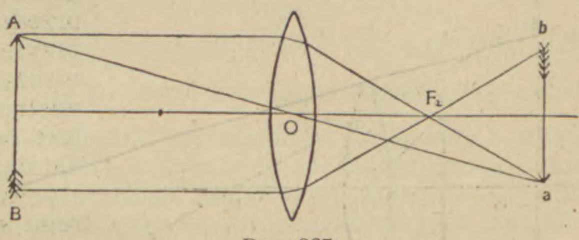
sza; w soczewkach rozpraszających ψ jest ujemne, zatem rozbieżność wiązki się zwiększa.

Pospolicie używaną miarą rozbieżności jest t. zw. *dioptrja*. Nie jest to miara samego kąta φ, lecz stosunku $\frac{\varphi}{s}$, w czem s oznacza szerokość wiązki na powierzchni łamiącej (szerokość soczewki, jeżeli ona jest cała w świetle). Z definicji kątów φ i φ_1 wynika, że $\frac{\varphi}{s} = \frac{1}{x}$, $\frac{\varphi_1}{s} = -\frac{1}{y}$. Jeżeli x i y wyrażamy w metrach, wówczas rozbieżności te będą wyrażone w dioptrjach. Dioptrja jest to zatem rozbieżność wiązki padającej z odległości 1 metr, w przypuszczeniu, że szerokość jej u podstawy $= 1$.

Tak np. wiązka wpadająca do oka z punktu leżącego w odległości 25 $cm = \frac{1}{4}$ m posiada rozbieżność $4D$ (D = dioptrja); wiązka zbieżna, zdążająca do punktu, leżącego 5 metrów po za soczewką ma rozbieżność $-0{\cdot}2D$ i t. d.

Zdolność zbierająca soczewek mierzy się też na dioptrje. Tak np. soczewka zbierająca, posiadająca ognisko w odległości $\frac{1}{2}$ metra od soczewki, posiada zdolność zbierającą $=2D$ i t. p.

360. Obrazy przedmiotów. Świecący przedmiot, jak AB (ryc. 367), można uważać jako zbiór punktów świecących, z których każdy wytwarza obraz własny na odpowiedniej osi bocznej; w ten sposób powstaje obraz ab całego przedmiotu. Obraz ten jest łatwo wykreślić, jeżeli znajdziemy obrazy dwu punktów skrajnych A i B przedmiotu. Zakładamy tutaj, że przedmiot ma kształt linji świecącej.



Ryc. 367.

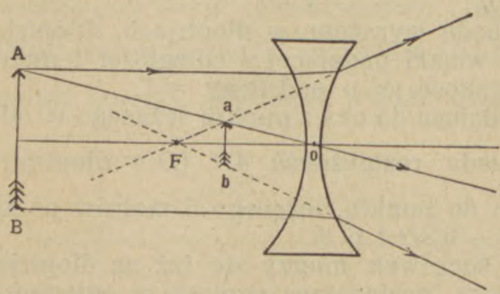
Obraz punktu A otrzymujemy, kreśląc promień równoległy do osi głównej i promień Aa, przechodzący przez środek soczewki O. Pierwszy załamuje się tak, że po wyjściu z soczewki przechodzi przez jej ognisko główne F_2; drugi nie ulega załamaniu. Punkt a, w którym te promienie się przecinają, jest obrazem A. W zupełnie ten sam sposób znajdujemy obraz b drugiego skrajnego punktu B linji świecącej. Inne punkty tej linji wytworzą obrazy, leżące na prostej, łączącej a i b.

Utworzony w ten sposób obraz jest geometrycznie podobny do przedmiotu.

Obrazy mogą być albo rzeczywiste, powstające w punktach

rzeczywistego przecinania się promieni przepuszczonych, jakie można okazać na tablicy, matówce kamery fotograficznej i t. p., albo też pozorne, utworzone przez wiązki rozbieżne, widzialne tylko subjektywnie, jeżeli wiązki te trafiają nasze oko. Obraz rzeczywisty tworzy się tylko wówczas, gdy wiązka obrazowa jest zbieżną, gdy zatem jej rozbieżność jest ujemną.

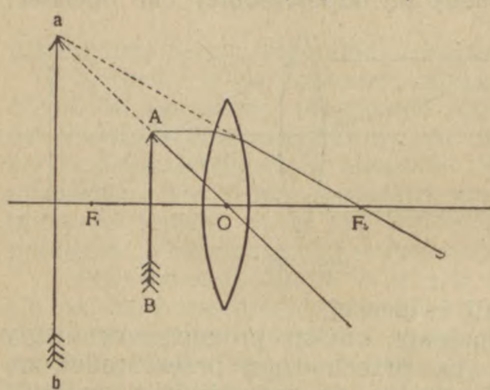
Ze wzoru $\varphi_1 = \varphi - \psi$ wynika, że soczewki rozpraszające nie mogą tworzyć obrazów rzeczywistych (o ile przedmiot jest rzeczywisty, t. j. gdy $\varphi > 0$), albowiem ψ jest ujemne, a zatem $\varphi - \psi$ jest zawsze dodatnie. Obraz pozorny, utworzony przez soczewkę rozpraszającą, jest przedstawiony na ryc. 368.



Ryc. 368.

Soczewki zbierające tworzą obrazy rzeczywiste albo pozorne, zależnie od tego, czy $\varphi < \psi$, czy też $\varphi > \psi$, t. j. czy odległość przedmiotu jest większa, czy też mniejsza od odległości ogniskowej. Pozorny obraz, utworzony przez soczewkę zbierającą, jest przedstawiony na ryc. 369.

Powiększeniem (linjowem) obrazu nazywamy stosunek wielkości obrazu do wielkości przedmiotu. Umawiamy się przytem, że powiększenie uważać będziemy jako wielkość ujemną, gdy obraz jest odwrócony, jako dodatnią, gdy obraz jest prosty. W przypadku, do którego stosuje się ryc. 367, mamy zatem, oznaczając powiększenie przez w: $w = -\frac{ba}{BA}$. Z podobieństwa trójkątów ABO i abo wynika dalej: $w = -\frac{y}{x}$.



Ryc. 369.

Wprowadźmy rozbieżność wiązek $\frac{\varphi}{s} = \frac{1}{x}$, $\frac{\varphi_1}{s} = -\frac{1}{y}$, otrzymamy:

$$w = \frac{\varphi}{\varphi_1} = \frac{\varphi}{\varphi - \psi} \text{ (gdyż } \varphi_1 = \varphi - \psi).$$

Z tego wzoru wynika, że w soczewkach zbierających rze-

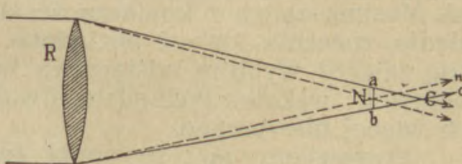
czywisty obraz jest powiększony i odwrócony w przypadku, gdy przedmiot znajduje się w odległości, zawartej w granicach f i $2f$. Wtedy bowiem będzie $\psi > \varphi$, $\varphi - \psi$ jest ujemne, a jego wartość bezwzględna jest mniejsza niż φ. Naodwrót, w przypadku, gdy obraz jest w odległości większej niż $2f$, odwrócony obraz jest mniejszy od przedmiotu. Wreszcie, gdy obraz znajduje się w odległości równej $2f$, wtedy $\varphi = \frac{\psi}{2}$, $\varphi - \psi = -\frac{\psi}{2}$, zatem $w = -1$. Obraz jest odwrócony, a wielkość jego równa się wielkości przedmiotu.

Obrazy rzeczywiste wytwarzamy w *przyrządach projekcyjnych* (one rzucają obrazy w salach wykładowych, widowniach i t. d. na białe tablice czyli ekrany), w *aparatach fotograficznych* i t. p. Którymkolwiek z tych przyrządów można sprawdzić wyłożone powyżej prawa, dotyczące odległości i powiększenia obrazów rzeczywistych.

361. Dwie soczewki bardzo cienkie, ustawione tuż obok siebie w ten sposób, że ich osi główne leżą na jednej prostej, działają tak, jak jedna soczewka, o zdolności zbierającej równej sumie zdolności obu soczewek.

Żeby tego dowieść, oznaczmy przez φ rozbieżność wiązki padającej na pierwszą soczewkę (zdolność zbierająca ψ_1). Po przejściu przez nią, wiązka ta mieć będzie rozbieżność, liczoną względem pierwszej soczewki, równą $\varphi - \psi_1$. Ponieważ jednak odległość obu soczewek jest bardzo mała, można przyjąć, że rozbieżność tej wiązki, liczona względem drugiej soczewki, wynosi tak samo $\varphi - \psi_1$. Jeżeli zatem zdolność zbierająca drugiej soczewki wynosi ψ_2, rozbieżność wiązki, po przejściu przez nią, równać się będzie $\varphi - \psi_1 - \psi_2$, albo $\varphi - \psi$, w czem $\psi = \psi_1 + \psi_2$.

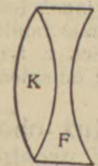
362. Aberacja chromatyczna. Stosownie do wzoru (ust. 358): $\psi = \frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)$, zdolność zbierająca soczewki i jej ogniskowa f zależą od spółczynnika załamania n. Że jednak n zależy od barwy światła (ust. 347), przeto zdolność zbierająca tej samej soczewki posiada różne wartości dla różnych składników jednorodnych światła białego. Soczewka szklana zbierająca (ryc. 370) jest silniej zbierającą, a soczewka rozpraszająca silniej rozpraszającą w promieniach niebieskich, aniżeli czerwonych, albowiem pierwsze są w szkle bardziej łamliwe od ostatnich. Wynika stąd koniecznie, że obraz przedmiotu świecącego albo oświetlonego światłem białem składa się istotnie z nieskończonej liczby obrazów różnobarwnych, które nie nakrywają się zupełnie dokładnie (*aberacja chromatyczna*). Obraz wypadkowy będzie z konieczności niewyraźny i na brzegach zabarwiony.



Ryc. 370.

Gdybyśmy np. ustawili białą tablicę w ognisku *N* promieni niebieskich, to obraz odległego jakiego przedmiotu będzie otoczony obwódką *ab*, czerwoną na brzegu. Przeciwnie, gdy tablica znajdować się będzie w ognisku *C* promieni czerwonych, obwódka ta będzie na brzegu zabarwiona na niebiesko.

Można jednak przez spojenie dwu soczewek z dwu różnych materjałów otrzymać soczewkę, dającą wyraźne białe obrazy przedmiotów białych. Taki układ nazywa się soczewką achromatyczną (ryc. 371). Składa się ona zazwyczaj z dwuwypukłej soczewki *K*, sporządzonej ze szkła koronnego (crown) i dwuwklęsłej soczewki *F*, sporządzonej z flintu.



Ryc. 371.

Możliwość takiej soczewki achromatycznej polega, podobnie jak pryzmatu achromatycznego (ust. 349), na niezależności załamania od rozszczepienia w różnych materjałach. Można zatem dobrać krzywizny obu soczewek tak, żeby rozszczepienie w obu było jednakowe; wtedy soczewka rozpraszająca zniesie rozszczepienie, sprawione przez soczewkę zbierającą. Przeciwnie, odchylenie promieni nie zostanie zniesione całkowicie, jeżeli załamanie, sprawione przez pierwszą soczewkę, przeważa nad załamaniem, wytworzonem przez drugą.

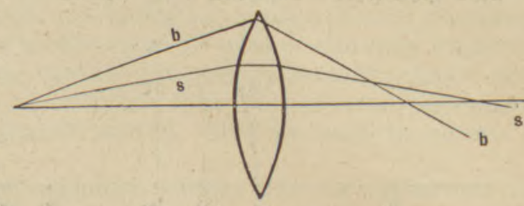
363. Aberacja sferyczna. Wykładając w ust. 357 teorję soczewek, ograniczyliśmy się do przypadku promieni środkowych, bardzo mało odchylonych od osi głównej. Można pokazać, że jest to jedyny przypadek, w którym obraz punktu świecącego, wytworzony przez soczewkę, jest w znacznem przybliżeniu znowu punktem geometrycznym, a obraz przedmiotu rzeczywistego — z konieczności bardzo małego — jest dokładnem jego odwzorowaniem.

W zastosowaniach praktycznych trudno jest jednak ograniczyć się na promieniach środkowych. Raz z powodu, iż obrazy, utworzone przez takie promienie są bardzo ubogie w światło, powtóre, że często chodzi o to, żeby otrzymać obraz przedmiotu rozległego, w którym niektóre punkty znajdują się daleko od osi. Musimy zatem z konieczności dopuszczać do soczewki promienie, znacznie ku osi pochylone. W tych warunkach występują zawsze wybitne odstępstwa od powyżej wyłożonej teorji soczewek; wskutek tych odstępstw obrazy stają się zawsze mniej lub więcej niewyraźne.

Przypuśćmy np., że punkt świecący znajduje się na osi głównej, że jednak na soczewkę pada silnie rozbieżna wiązka promieni. W tym przypadku obraz punktu nie będzie zupełnie wyraźnym na skutek t. zw. *aberacji sferycznej*. Polega ona na tem, że promienie brzeżne *b* (ryc. 372) załamują się silniej, aniżeli promienie środkowe *s*. Aberacja sferyczna sprawia, że kształt i położenie soczewki nie są bez wpływu na dobroć obrazu. Tak np. soczewka płasko-wypukła daje lepsze obrazy, aniżeli

dwuwypukła, o tej samej zdolności zbierającej. Obrócona stroną wypukłą do odległego przedmiotu działa lepiej, niż w położeniu odwrotnem.

Szkodliwość aberacji zmniejsza się zawsze, jeżeli jedną soczewkę silną zastąpimy kombinacją kilku słabszych. Można nawet dobrać kształt i materjał tych soczewek tak, żeby aberacja sferyczna była całkowicie usunięta, przynajmniej dla jednego określonego położenia przedmiotu.



Ryc. 372.

364. Astygmatyzm. Inne odstępstwo od teorji ograniczającej się na promieniach środkowych, zwane astygmatyzmem, występuje wtedy gdy przedmiot (punkt świecący) znajduje się daleko od osi głównej soczewki. Nawet w przypadku, gdy wiązka promieni wychodząca z takiego punktu posiada nieznaczną rozwartość, nie schodzi się po załamaniu w jednym punkcie, lecz raczej w dwu krótkich prostopadłych odcinkach, znajdujących się czasem w znacznej od siebie odległości.

Wynikającą z astygmatyzmu wadę obrazów można do pewnego stopnia usunąć przez stosowny dobór i kształt soczewek (układy ortoskopowe), tudzież przez silne zwężenie wiązek promieni zapomocą t. zw. diafragm czyli zasłon nieprzeźroczystych z małym okrągłym otworem.

Astygmatyzm występuje także w promieniach środkowych, w przypadku, gdy powierzchnie graniczne soczewki nie są dokładnie kuliste, lecz mają np. w przecięciu pionowem inną krzywiznę, aniżeli w poziomem.

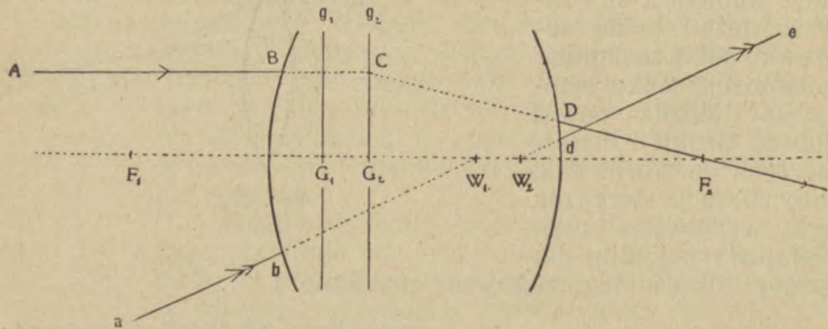
365. Soczewki grube działają na promienie środkowe pod wieloma względami podobnie, jak soczewki cienkie: dają obrazy, zależnie od warunków, rzeczywiste lub pozorne, posiadają dwa ogniska główne i t. p. Jednakowoż do całkowitego określenia własności grubych soczewek i do konstrukcji obrazów, jakie one dają, nie wystarcza znajomość położenia ognisk i środka. W przypadku najogólniejszym, gdy ośrodki przed i za soczewką są różne, istnieje sześć, t. zw. *kardynalnych* punktów Gaussa, charakterystycznych dla soczewki, a mianowicie dwa *ogniska,* dwa *punkty główne* i dwa *węzły.*

Ogniska F_1, F_2 (ryc. 373) są podobnie jak w soczewkach cienkich punktami, w których skupiają się promienie równoległe do osi głównej.

Punkty główne G_1, G_2 mają następującą własność: przeprowadźmy przez nie dwie płaszczyzny G_1g_1 i G_2g_2, prostopadłe do osi *(płaszczyzny główne)*; każdy promień równoległy do osi, jak AB, trafiający w przedłużeniu (jakgdyby się nie załamał) drugą płaszczyznę główną w punkcie C, załamie się po wyjściu z drugiej powierzchni granicznej w D, ku ognisku F_2, wzdłuż prostej CF_2.

Węzły wreszcie W_1, W_2 cechują się tem, że każdy promień jak *ab*, skierowany tak, iż w przedłużeniu trafia W_1, opuszcza soczewkę wzdłuż prostej *de*, równoległej do *ab*, trafjającej w przedłużeniu W_2.

Odległość W_1W_2 punktów węzłowych, równa się odległości G_1G_2 punktów głównych, a odległość $F_1W_1 = G_2F_2$.

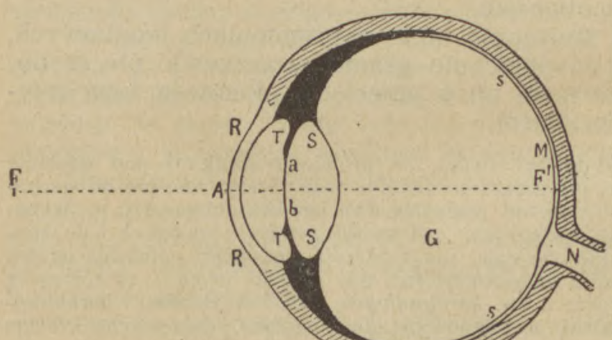


Ryc. 373.

Takiemi punktami kardynalnemi określa się nietylko soczewkę, lecz jakikolwiek *układ osiowy*, to znaczy szereg jakichkolwiek ośrodków przeźroczystych w dowolnej ilości, poprzedzielanych powierzchniami kulistemi, których środki leżą na jednej prostej (np. oko).

Jeżeli ośrodki przed i za soczewką są jednakowe, wtedy odległości ogniskowe F_1G_1 i F_2G_2 są sobie równe; wtedy także oba węzły schodzą się z punktami głównemi. W soczewce bardzo cienkiej punkty główne i węzły zbiegają się w jeden punkt, a ten jest właśnie środek soczewki.

366. Oko ludzkie i zwierząt wyższych składa się z kilku ośrodków przeźroczystych, przedzielonych powierzchniami bardzo zbliżonemi do kształtu kulistego. Za *rogówką RR* (ryc. 374), stanowiącą przednią, silniej wypukłą i przeźroczystą część błony, obejmującej gałkę oczną, której reszta nieprzeźroczysta widoczna jest jako t. zw. *białko* oka, znajduje się komora wypełniona płynem wodnistym. Tylną jej ścianę tworzy *tęczówka* (iris) *T*, błona kurczliwa, rozmaicie u różnych ludzi zabarwiona, mająca okrągły otwór,



Ryc. 374.

źrenicę ab, zwężającą się wobec nadmiaru światła, tudzież *soczewkę S*, przeźroczyste, chrząstkowate ciałko, przylegające przednią, słabiej wypukłą ścianą do tęczówki. Wnętrze gałki ocznej, za soczewką, wypełnione jest przeźroczystą galaretową masą *G*. Dno oka wyściela *siatkówka ss*, będąca jakoby płaskiem rozgałęzieniem nerwu wzrokowego *N*, wielce złożonej budowy. Najczulszą na światło jej częścią i najlepiej zaopatrzoną w elementy nerwowe jest t. zw. *plamka żółta M*, położona naprzeciw źrenicy, cokolwiek po stronie skroni. Miejsce wejścia nerwu *N* jest zupełnie ślepe.

Przedmiot oglądany widzimy wtedy, gdy na siatkówce (na żółtej plamce) utworzy się jego obraz rzeczywisty, pomniejszony i odwrócony, na podobieństwo obrazu w kamerze fotograficznej. Obraz ten tworzy się przez załamanie światła w soczewce i w innych ośrodkach przeźroczystych, wchodzących w skład oka. Wszystkie te ośrodki razem działają w przybliżeniu tak samo, jak jedna soczewka, której środek nazywa się środkiem oka. Położenie ogniska w tej soczewce nie jest zupełnie stałe, zmienia się przez t. zw. *akomodację*, która umożliwia wyraźne widzenie (utworzenie się obrazu na siatkówce) przedmiotów znajdujących się w różnych odległościach od oka. Gdyby oko nie posiadało zdolności akomodacji, wtedy, chcąc zobaczyć przedmiot np. daleki, musielibyśmy się ustawić w pewnej określonej od przedmictu odległości. Wtedy jednak nie moglibyśmy widzieć przedmiotu bliskiego, gdyż jego obraz nie utworzyłby się na siatkówce.

Otóż oko przystosowuje się czyli akomoduje do odległości, przez zmianę swej zdolności zbierającej.

Dzieje się to za sprawą osobnego aparatu mięśniowego, który soczewkę oczną bardziej uwypukla i, jak niektórzy sądzą, wysuwa ją nieco ku przodowi.

Akomodacja nie może jednak przekroczyć pewnej granicy: przedmiotów znajdujących się zbyt blisko od oka nie możemy zobaczyć wyraźnie. Najbliższy punkt, na jaki oko zdoła skupić spojrzenie, nazywa się *punktem bliskim* (punctum proximum). *Punktem dalekim* (punctum remotum) natomiast nazywa się najdalszy punkt, jaki możemy widzieć wyraźnie; oglądając go, oko nie akomoduje zupełnie.

Oko, widzące wyraźnie punkt bliski, znajduje się w stanie maximum akomodacji, który może osiągnąć tylko z pewnym wysiłkiem; w tym stanie zdolność zbierająca oka jest największa; przeciwnie, jest najmniejsza, gdy oko widzi punkt daleki.

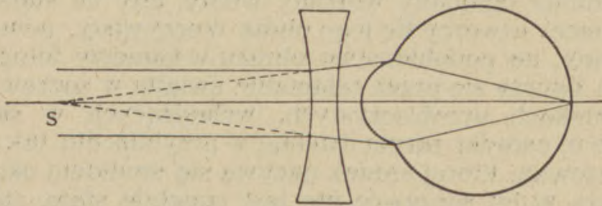
Odległości od oka, w jakich się znajdują punkty bliski i daleki, nie są u wszystkich ludzi jednakowe. Zazwyczaj klasyfikuje się oczy według punktu dalekiego.

Oko *normalne* widzi bez akomodacji przedmioty bardzo dalekie; pukt daleki takiego oka leży zatem w nieskończoności: oko skupia na siatkówce bez wysiłku równoległą wiązkę promieni.

U *krótkowidzów* punkt daleki znajduje się blisko oka; soczewka oka krótkowzrocznego jest bez akomodacji już tak wypukłą, że promienie równoległe skupiają się przed siatkówką.

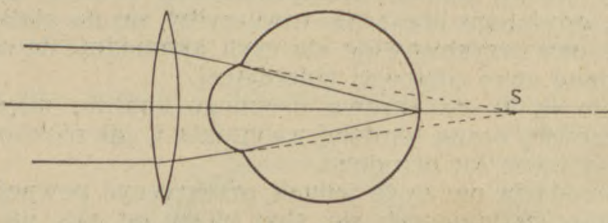
Wreszcie oko *dalekowzroczne* skupia bez akomodacji promienie równoległe za siatkówką. Soczewka w takiem oku jest tak płaską, że może na siatkówce skupić bez wysiłku tylko zbieżną wiązkę promieni. Inaczej mówiąc, odległość punktu dalekiego jest w oku dalekowzrocznem ujemną.

Zapomocą odpowiednio dobranych okularów można zaradzić brakowi krótko albo dalekowzroczności.



Ryc. 375.

W przypadku krótkowzroczności należy zwiększyć sztucznie rozbieżność wiązek promieni zapomocą okularów wklęsłych (ryc. 375).



Ryc. 376.

Jeżeli ktoś nie może skupić wzroku na punkcie dalszym aniżeli np. 17 $cm = \frac{1}{6}$ *m* (odległości punktu bliskiego i dalekiego liczy się od przedniego ogniska oka bez akomodacji), temu soczewka wklęsła o zdolności rozpraszającej = 6 *D* umożliwi widzenie bez akomodacji przedmiotów odległych, gdyż wiązki równoległe zamieniają się w niej na tak rozbieżne, jakgdyby wychodziły z odległości punktu dalekiego *s*, czyli z odległości 17 *cm*.

Przeciwnie, oko dalekowzroczne należy uzbroić w soczewkę zbierającą (ryc. 376). Gdy np. punkt daleki *S* leży w odległości 17 *cm* poza okiem, wtedy soczewka o zdolności zbierającej 6 *D* załamie promienie równoległe tak, że utworzy wiązkę zbieżną, skupiającą się w przedłużeniu w punkcie dalekim. Z takiej zaś wiązki oko powyższe utworzy bez akomodacji obraz na siatkówce.

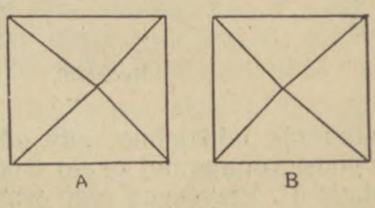
Okulary nie stanowią przeszkody w akomodowaniu na przedmioty bliższe.

Przypuśćmy np. że punctum remotum i punctum proximum leżą w odległości 30 *cm* $(=\frac{1}{3\cdot33}m)$ i 10 *cm* $(=\frac{1}{10}m)$. Wiązki promieni wychodzących z tych punktów mają rozbieżność 3·33 *D*, względnie 10 *D*. Zapomocą szkła wklęsłego o zdolności zbierającej = — 3·33 *D* punkt daleki zostaje odsunięty w nieskończoność. Odsunięty będzie także punkt bliski, gdyż oko uzbrojone okularami, w stanie maximum akomodacji będzie zdolne skupić na siatkówce wiązkę o rozbieżności 10—3·33 = 6·67 *D*. Taka wiązka wychodzi z punktu, znajdującego się w odległości $\frac{1}{6\cdot67}m = 15$ *cm*. Odległość ta będzie teraz odległością punktu bliskiego.

Dokładne określenie oka, jako układu optycznego osiowego, wymaga znajomości położenia punktów kardynalnych. W tym celu należy zmierzyć krzywiznę poszczególnych p wierzchni łamiących i ich odstęp (do tego celu służy *oftalmometr* Helmholtza), tudzież spółczynnik załamania ośrodków łamiących. Zapomocą takich pomiarów przekonano się, że pierwsze ognisko *F* oka patrzącego w dal, znajduje się w odległości około 14 *mm* przed wierzchołkiem *A* rogówki, drugie *F'* oczywiście na siatkówce. (AF' = około 23 *mm*); odległości punktów głównych od *A* są w przybliżeniu 1·7 i 2 *mm*, odległości węzłów 7 i 7·3 *mm*.

367. Widzenie dwoma oczami. Stereoskop. Oglądając jaki przedmiot dwoma oczami, ustawiamy gałki oczne tak, żeby obrazy utworzyły się w obu oczach na plamce żółtej, albo w miejscach siatkówki jednakowo względem tej plamki położonych (identycznych). Wtedy widzimy przedmiot pojedyńczo.

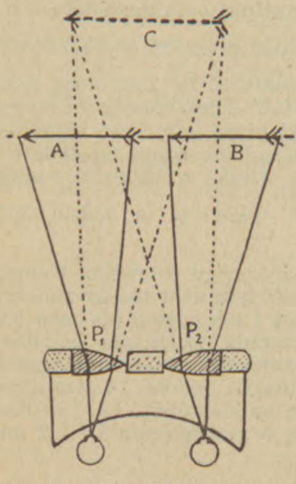
Jednakowoż obrazy przedmiotów bryłowych utworzone wtedy w obu oczach, nie są zupełnie jednakowe: lewe oko obejmuje więcej lewą stronę, prawe więcej prawą stronę przedmiotu. (Spójrzmy np. z góry na prostą czworościenną piramidę; obraz jej utworzony w lewem oku przedstawia ryc. 377 *A*, obraz prawego oka — 377 *B*.) Na skutek tych różnic oba obrazy razem wywołują wrażenie plastyki, czyli przestrzennego rozmieszczenia szczegółów oglądanego przedmiotu, chociaż każdy z obrazów jest płaski.



Ryc. 377.

Wrażenie takie można też wywołać przez oglądanie zamiast samego przedmiotu dwu jego rysunków, takich, jak na powyższej rycinie, albo dwu fotografij zdjętych raz więcej z lewej, drugi raz więcej z prawej strony (zdjęcia stereoskopowe), przyczem pierwszy ma być oglądany tylko lewem, drugi tylko prawem okiem, obrazy zaś oczne obu mają się wytworzyć w identycznych miejscach siatkówki. Do takiego oglądania służą *stereoskopy*.

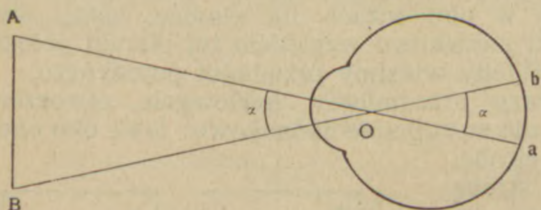
Ryc. 378 przedstawia stereoskop Brewstera. Zdjęcia stereoskopowe A, B oglądamy przez pryzmaty P_1, P_2 (zazwyczaj soczewkowato zakrzywione, żeby nieco powiększały). Każdy z nich odchyla nieco promienie, na skutek czego obrazy wytworzone przez A i B nakrywają się w C. Oba oczy otrzymują zatem promienie w taki sam sposób, jak przy oglądaniu przedmiotu bryłowego; stąd plastyka obrazu.



Ryc. 378.

368. Kąt widzenia jest to kąt α zawarty między skrajnemi promieniami tworzącemi obraz i przechodzącemi przez środek O oka (ryc. 379). Wielkość obrazu ab, utworzonego na siatkówce, jest proporcjonalna do kąta widzenia.

Według wielkości obrazu oceniamy wielkość przedmiotu oglądanego. Wydaje się on nam zatem tem większym, im większym jest kąt, pod którym go widzimy.

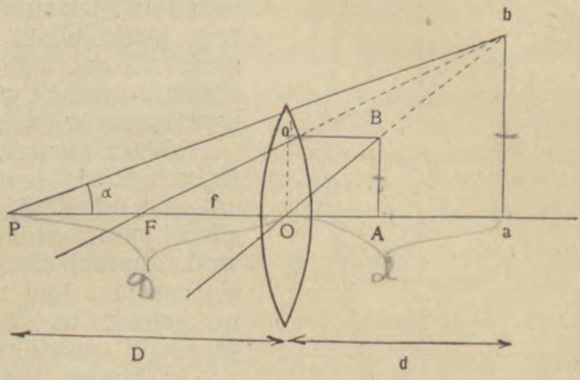


Ryc. 379.

Od wielkości kąta widzenia zależy także możność widzenia przedmiotów małych, lub też możność rozróżniania w przedmiocie dużym drobnych szczegółów. Dwa bliskie siebie punkty widzimy tylko wtenczas oddzielnie, gdy odległość ich obrazów na siatkówce wynosi conajmniej około 0·005 *mm*; kąt widzenia wynosi wtedy około 1′. Przyczyną tego jest naprzód niejednolita budowa siatkówki, która składa się z malutkich, ale oddzielnych elementów nerwowych; drugą przyczyną jest aberacja sferyczna oka, trzecią — uginanie się światła, wskutek którego obraz punktu nie jest punktem, lecz jasną plamką, rozmiarów skończonych. Ażeby tedy dwa punkty oddzielnie rozróżnić, zbliżamy je do oka, o ile na to zezwala zdolność akomodacji, np. na odległość 20 *cm*, przez co powiększa się kąt widzenia i odległość ich obrazów na siatkówce. W tej odległości kątowi 1′ odpowiada odstęp punktów około 0·06 *mm*. Jest to w przybliżeniu najmniejszy rozmiar, jaki można jeszcze rozpoznać okiem nieuzbrojonem (krótkowzroczni, bez okularów, mają w tym względzie wzrok nieco bystrzejszy).

Ażeby widzieć przedmioty mniejsze albo rozpoznać dobrze szczegóły większego, ale zato odległego przedmiotu, używamy różnego rodzaju przyrządów, jak lupy, lunety i t. p. Celem ich jest zwiększenie kąta widzenia oglądanego przedmiotu. *Powiększeniem* takiego przyrządu nazywa się stosunek kąta widzenia w przyrządzie do kąta widzenia przy oglądaniu samem tylko okiem.

369. Lupa w najprostszej postaci jest to soczewka zbierająca (ryc. 380), przez którą patrzymy na powiększony, prosty i pozorny obraz *ab* przedmiotu *AB*. Ażeby otrzymać obraz pozorny, należy umieścić przedmiot między ogniskiem a soczewką. Oko należy trzymać jak najbliżej soczewki, w tem bowiem położeniu wzrok obejmuje największy obszar obrazu, a wszystkie wiązki dostające się do oka przechodzą przez soczewkę blisko jej środka, wskutek czego aberacja sferyczna jest mniejsza.



Ryc. 380.

Obliczmy kąt α, pod którym oko, umieszczone w punkcie P, odległym od soczewki o D, widzi obraz pozorny ab, utworzony w odległości d. Zakładając, że kąt α jest mały, mamy z trójkąta Pab: $\alpha = \frac{ab}{D+d}$. Z podobieństwa trójkątów FOO' i Fab wynika: $\frac{ab}{AB} = \frac{f+d}{f}$, a zatem $\alpha = \frac{AB}{f} \cdot \frac{f+d}{D+d}$.

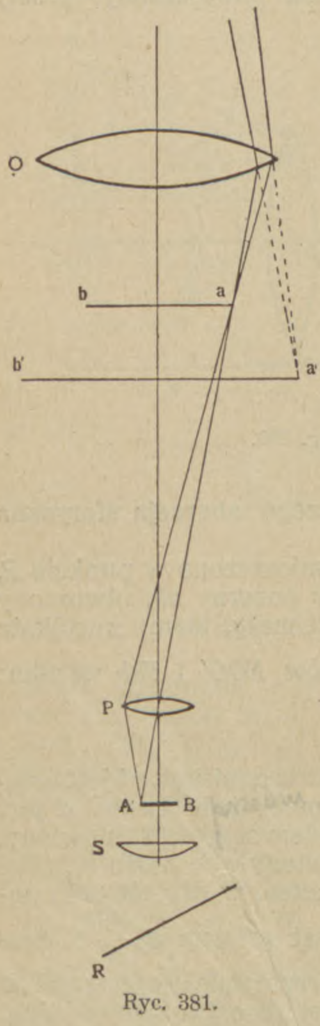
Lupa posiada zazwyczaj małą odległość ogniskową i jest ustawiona tuż przy oku; f i D są zatem małe; przeciwnie, d jest duże, gdyż przedmiot musi być tak względem soczewki ustawiony, żeby obraz utworzył się dość daleko; wtedy oko może oglądać go bez wysiłku na akomodację. Można zatem w przybliżeniu położyć $f+d=D+d$. W tych warunkach kąt α równa się $\frac{AB}{f}$; wartość jego nie zależy zatem od odległości obrazu; zależy natomiast od zdolności zbierającej soczewki i jest do niej wprost proporcjonalną.

Żeby zobaczyć przedmiot AB możliwie najwyraźniej, bez pomocy lupy, należałoby go umieścić w odległości, równej odległości δ punktu bliskiego. Kąt, pod jakim oko widzi wtedy przed-

miot, równa się $\frac{AB}{\delta}$. Stosunek kątów widzenia z użyciem lupy i bez niej jest powiększeniem lupy. Wartość jego wynosi:

$$\alpha : \frac{AB}{\delta}, \text{ t. j. } \frac{\delta}{f}.$$

Powiększenie nie jest zatem wielkością stałą, lecz zależy od własności oka, które lupy używa. Żeby porównywać działanie lup różnego rodzaju, określa się czasem powiększenie względem oka, którego punkt bliski znajduje się w odległości 25 *cm*. Odległość tę nazywa się czasem, niezbyt właściwie, odległością wyraźnego widzenia.



Ryc. 381.

Wzór na powiększenie wskazuje, że lupa powiększa tem silniej, im krótszą jest odległość ogniskowa, t. j. im silniej zakrzywione są jej ściany. Z powodu aberacji sferycznej, zwiększającej się razem z tem zakrzywieniem, trudno jednak uzyskać zapomocą jednej soczewki powiększenie większe, niż 8—10-krotne. Przez kombinację kilku soczewek, odpowiednio dobranych, można jednak błąd ten w znacznym stopniu usunąć i dojść do powiększeń około 30-krotnych.

370. Mikroskop. Gdy chodzi o uzyskanie znaczniejszych powiększeń (kilkuset albo tysiąckrotnych), używa się mikroskopu. Przyrząd ten w najprostszej swej formie składa się z dwu soczewek zbierających: jedna z nich *P* (ryc. 381), zwana *objektywą*, o krótkiej odległości ogniskowej, wytwarza rzeczywisty, powiększony i odwrócony obraz *ab* małego przedmiotu *AB*, umieszczonego tuż przed ogniskiem. Obraz ten oglądamy zapomocą drugiej soczewki *O*, działającej jak lupa i noszącej nazwę *okularu*. Wytwarza on pozorny i powiększony obraz *a'b'*, zupełnie tak samo, jakgdyby obraz *ab* był przedmiotem.

Objektywa i okular umieszczone są w stałej od siebie odległości, na końcach metalowej, wewnątrz poczernionej rury. Patrząc w mikroskop, każdy zaczyna od „nastawienia przyrządu“ stosownie do

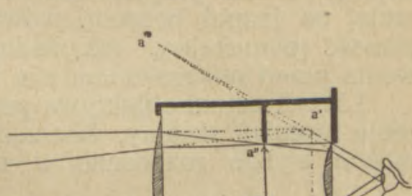
wzroku; służy do tego śruba mikrometryczna, zbliżająca cały przyrząd do przedmiotu, albo oddalająca go, dopóki nie ujrzymy wyraźnie obrazu $a'b'$, bez wysiłku na akomodację.

Przedmioty, oglądane przez mikroskop, nie świecą samodzielnie; należy je zatem oświetlić od spodu, zapomocą skośnie ustawionego zwierciadła R, tudzież soczewki zbierającej S (t. zw. kondensor).

Celem wyznaczenia powiększenia mikroskopu zważmy, iż rzeczywisty obraz ab zachowuje się wobec okularu, jak jaki przedmiot; na mocy ustępu poprzedniego widać, iż kąt α, pod którym go widzimy przez okular $= \frac{ab}{f}$, w czem f oznacza odległość ogniskową okularu. Wielkość obrazu ab można jednak wyrazić przez wielkość przedmiotu AB, stosunek bowiem wielkości obrazu do wielkości przedmiotu równa się stosunkowi odległości obrazu (w przybliżeniu długość l rury mikroskopu) do odległości przedmiotu od objektywy. Ta ostatnia wynosi prawie dokładnie tyleż, co odległość F ogniskowej objektywy. A zatem $ab = AB\frac{l}{F}$, stąd wynika $\alpha = \frac{AB}{f} \cdot \frac{l}{F}$. Gdybyśmy patrzyli na przedmiot samem tylko okiem z odległości punktu bliskiego, widzielibyśmy go pod kątem $\alpha' = \frac{AB}{\delta}$. Zatem powiększenie mikroskopu $\frac{\alpha}{\alpha'}$ równa się $\frac{l}{F}\frac{\delta}{f}$.

Jeżeli okular i długość rury mikroskopu pozostają niezmienione, wówczas powiększenie zmienia się odwrotnie, jak ogniskowa objektywy. Z tej przyczyny mikroskopy bywają zaopatrzone w kilka systemów objektywnych; najsilniejsze złożone są z malutkich soczewek i mają bardzo krótką ogniskową.

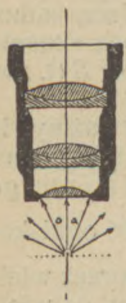
Celem usunięcia aberacji sferycznej i chromatycznej i wynikających z nich wad obrazu, zarówno okular, jak i objektywa, składają się w lepszych mikroskopach z kilku soczewek.



Ryc. 382.

Powszechnie używanym okularem jest okular Huygensa, składający się z dwu soczewek (ryc. 382). Promienie, wychodzące z objektywy, zbierają się w pierwszej soczewce i dają obraz rzeczywisty $a''b''$ (gdyby jej nie było, obraz utworzyłby się w $a'b'$); działaniem drugiej soczewki zamienia się on następnie na obraz pozorny $a'''b'''$, który ogląda oko tuż nad soczewką umieszczone.

Wiązki promieni padające na objektywę posiadają znaczną rozwartość, na skutek tego usunięcie aberacji wymaga w objektywie budowy znacznie więcej zawiłej, aniżeli w okularze. Ryc. 383 wyobraża objektywę zbudowaną z trzech soczewek, z których dwie są podwójne.



Ryc. 383.

Powiększenie obrazów jest najważniejszą funkcją mikroskopu; żeby ono było istotnie pożytecznem, trzeba, żeby w dużym obrazie były rzeczywiście widoczne wszystkie jego drobne szczegóły, a więc, żeby *zdolność rozpoznawcza* mikroskopu odpowiadała powiększeniu obrazu. Pod względem tej zdolności istnieje pewna granica, której w najlepszym nawet mikroskopie przekroczyć nie można.

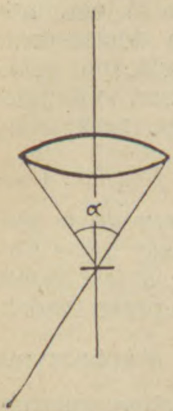
Żeby to zrozumieć, zważmy, że przedmioty oglądane przez mikroskop są to zazwyczaj cienkie, wpółprzezroczyste skrawki. Promienie, przenikające przez szparki, rysy, wogóle przez drobną strukturę takiego przedmiotu (a to są właśnie szczegóły, które mikroskop ma nam okazać), ulegają silnemu ugięciu, t. j. odchyleniu od osi. Objektywa powinna mieć tedy zdolność przyjęcia tych silnie odchylonych promieni, jeżeli struktura, która sprawiła ich odchylenie, ma się zaznaczyć w obrazie. Objaśnijmy to prostym przykładem. Dajmy na to, że przedmiotem oglądanym jęst gęsta siatka dyfrakcyjna, nakreślona na płytce szklannej; odstęp kresek $= a$. Wiadomo, że siatka przepuszcza obok wiązki nieugiętej szereg wiązek ugiętych, z których dwie pierwsze, po prawej i po lewej stronie, odchylone są od osi pod takim kątem α, że $\sin \alpha = \frac{\lambda}{a}$, jeżeli $\lambda =$ długości fali użytego światła (ust. 338). Można udowodnić (Abbe), że gdyby objektywa nie przyjmowała obok środkowej wiązki przynajmniej po jednej bocznej, wówczas pole widzenia okazywałoby jasność jednostajną, bez śladu kreskowania, jakgdyby siatki wcale przed mikroskopem nie było.

Jeżeli zatem objektywa prócz promienia środkowego przyjmuje promień skrajny, tworzący z osią kąt α (ryc. 383), wtedy można będzie rozpoznać w mikroskopie szczegóły rozmiaru $a = \frac{\lambda}{\sin \alpha}$. Ponieważ α może co najwyżej równać się 90°, zatem najmniejszy przedmiot widzialny w mikroskopie może mieć w tych warunkach długość równą fali świetlnej, a więc około $0{\cdot}5\ \mu$.

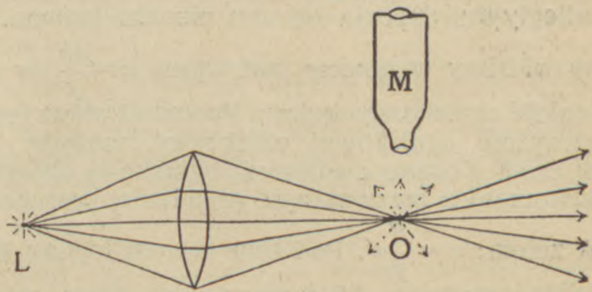
Stosując oświetlenie skośne (ryc. 384), można zejść jeszcze do $\frac{\lambda}{2}$, wystarcza bowiem, żeby obok wiązki nieugiętej przynajmniej jedna boczna weszła do objektywy. Nieco dalej można posunąć tę granicę zdolności rozpoznawczej zapomocą t. zw. systemów *immersyjnych*, t. j. zanurzonych w cieczy. Pomiędzy przedmiot a przednią soczewkę objektywy wprowadza się kroplę cieczy (monobromnaftalina, olejek cedrowy; spółczynnik załamania n). Na

skutek zmniejszenia długości fali granica zdolności rozpoznawczej zmniejsza się wówczas do $\frac{\lambda}{n \sin \alpha}$, co daje w promieniach widzialnych mniej więcej 0·2 μ. Zapomocą promieni nadfiołkowych i fotografji można zejść do 0·1 μ.

Czasem nie chodzi wcale o rozpoznanie struktury drobnych przedmiotów, lecz tylko o stwierdzenie, że one istnieją. W tym celu posługujemy się *ultramikroskopem* (ryc. 385). Jest to zwykły mikroskop *M*, w którym przedmiot oświetla się w kierunku prostopadłym do osi. Przez



Ryc. 384.

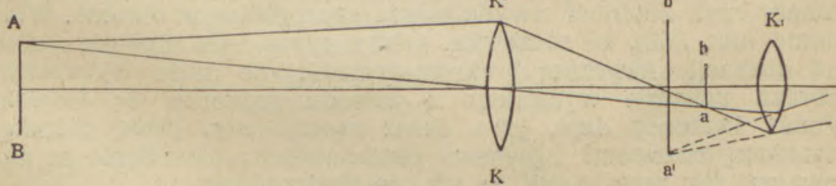


Ryc. 385.

silne ugięcie u jakiej małej cząstki *O*, światło dochodzi do mikroskopu, tworząc w polu widzenia małą plamkę świetlną, która nie jest jednak obrazem, któryby odwzorowywał szczegóły budowy. Można jednak badać w ten sposób ruchy drobnych ciałek, rozmiarów znacznie mniejszych od długości fali świetlnej, co ma ważne zastosowanie w badaniu ruchów Browna (ust. 203).

371. Luneta służy do oglądania przedmiotów dalekich; obok tego służy w przyrządach mierniczych do ścisłego określenia linji celowej (ust. 324).

Luneta *astronomiczna* (Kepler 1611) składa się z dwu soczewek (układów soczewek) zbierających: z soczewki przedmio-



Ryc. 386.

towej (objektywy) *KK'* (ryc. 386) o dużej odległości ogniskowej i z okularu K_1. Soczewka przedmiotowa wytwarza obraz rzeczywisty, pomniejszony i odwrócony *ab* odległego przedmiotu *AB* w swej płaszczyźnie ogniskowej. Obraz ten oglądamy następnie przez okular o krótkiej ogniskowej, działający jak szkło powiększające. Patrzymy więc istotnie na obraz pozorny *a'b'*, odwrócony w stosunku do przedmiotu.

Soczewka przedmiotowa wprawiona jest na końcu rury, wewnątrz poczernionej; okular umieszczony jest w rurce mniejszej, którą można wsuwać w pierwszą mniej lub więcej głęboko, celem przystosowania odległości obrazu $a'b'$ do właściwości oka patrzącego. Położenie obrazu rzeczywistego ab jest stałe.

Głównem zadaniem lunety jest wytworzenie dostatecznie jasnego obrazu, któryby się przedstawiał oku, patrzącemu przez lunetę, pod większym kątem widzenia, aniżeli sam przedmiot odległy przedstawia się oku nieuzbrojonemu. Obraz rzeczywisty ab widzimy w lunecie pod kątem $\alpha = \frac{ab}{f}$, w czem f oznacza odległość ogniskową okularu. Ponieważ obraz ten tworzy się w płaszczyźnie ogniskowej objektywy, możemy napisać: $ab = F\alpha'$, w czem F oznacza odległość ogniskową objektywy; α' jest kątem utworzonym przez skrajne promienie, przechodzące przez środek. A zatem: $\alpha = \frac{F}{f}\alpha'$. Pod tym samym jednak kątem α' zobaczymy także przedmiot AB samem tylko okiem, gdyż, wobec znacznej odległości przedmiotu, długość lunety nie wchodzi w rachubę. *Powiększenie lunety* $\frac{\alpha}{\alpha'}$ *równa się tedy stosunkowi odległości ogniskowej objektywy do ogniskowej okularu.*

Wielkie powiększenia uzyskuje się zazwyczaj przez stosowanie objektyw o dalekiem ognisku (po kilkanaście metrów); takie objektywy, słabo zakrzywione, dają się uwolnić od aberacji sferycznej i chromatycznej łatwiej, aniżeli soczewki oczne, silnie powiększające, a zatem mocno zakrzywione. Prócz wielkiej odległości ogniskowej, objektywa winna mieć także możliwie dużą średnicę (w wielkich teleskopach średnica wynosi około 1 metr). Od wielkości objektywy zależy bowiem *zdolność rozpoznawcza* lunety czyli zdolność uwydatniania szczegółów w obrazie. Wiadomo (ust. 356), że soczewka, gdyby nawet była zupełnie wolna od aberacji sferycznej i chromatycznej, nie może wytworzyć obrazu zupełnie wyraźnego z powodu uginania się światła. Punkt świecący daje, jako obraz rzeczywisty, jasną plamkę, otoczoną ciemnemi i jasnemi pierścieniami; pierścienie są zazwyczaj tak mało jasne, że ich nie dostrzegamy.

Dwa bliskie jasne punkty, np. dwie gwiazdy, będą tedy widzialne oddzielnie tylko wtenczas, gdy plamki świetlne, będące ich obrazami, nie będą na siebie zachodziły; nastąpi to tem trudniej, zatem zdolność rozpoznawcza lunety będzie tem większa, im owe plamki będą mniejsze. Ponieważ wielkość obrazu dyfrakcyjnego zmniejsza się wraz ze zwiększeniem wielkości otworu uginającego światło, wynika stąd, że im większy ten otwór (objektywy), tem większą będzie zdolność rozpoznawcza lunety.

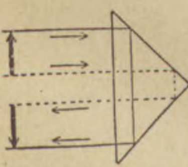
Jest jeszcze drugi powód, skłaniający do stosowania soczewek przedmiotowych o wielkich rozmiarach: od wielkości objektywy zależy jasność obrazu punktów świecących. Przypuśćmy np., że luneta jest zwrócona na gwiazdę. Ilość światła wchodząca do objektywy jest tyleż razy większa od ilości światła, jaką przyjmuje oko nieuzbrojone, oglądające tę samą gwiazdę, ile razy otwór objektywy jest większy od otworu źrenicy oka. Obrazy natomiast w obu razach przedstawiają się niemal jako punkty. Obraz gwiazdy w lunecie jest zatem jaśniejszy. Przeciwnie tło nieba, jak wogóle każdego przedmiotu rozciągłego, występuje w lunecie z jasnością, co najwyżej tak wielką, jak w samem oku: większej ilości otrzymanego światła odpowiada tyleż razy większy obraz. Stąd pochodzi, że niektóre gwiazdy można za pomocą lunety dostrzec w dzień.

W przyrządach mierniczych luneta służy jako celownica, do optycznego wyznaczania kierunków w przestrzeni. Używane do tego celu lunety są zaopatrzone we dwie nitki pajęcze, przecinające się pod kątem prostym. Jest to tak zw. krzyż lunety. Znajduje się on dokładnie w tej samej płaszczyźnie, jak obraz rzeczywisty rzucony przez objektywę, będzie zatem widziany wyraźnie na tle obrazu. Prosta, łącząca środek krzyża ze środkiem objektywy, nazywa się *osią kolimacyjną* lunety. Na tej osi leży każdy punkt, którego obraz tworzy się na środku krzyża.

Lunety soczewkowe noszą też nazwę *refraktorów*.

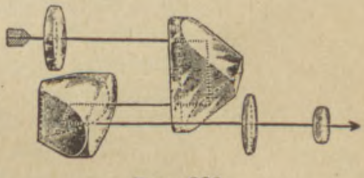
Do konstrukcji lunety można użyć zamiast soczewki wklęsłego zwierciadła, wtedy luneta nazywa się *reflektorem*. Ponieważ zwierciadła są wolne od aberacji chromatycznej, reflektory były najczęściej używane dawniej, zanim nauczono się budowy soczewek achromatycznych.

372. **Luneta ziemska** różni się od astronomicznej tem, że obrazy oglądane przez okular są w niej proste, a nie odwrócone; odwrócenie obrazu stanowiłoby bowiem niedogodność przy oglądaniu przedmiotów ziemskich. Objektywa lunety ziemskiej wytwarza, podobnież jak w lunecie astronomicznej, obraz rzeczywisty odwrócony. W lunetach ziemskich *soczewkowych* odwraca się ten obraz jeszcze raz przez odpowiednio dobrany układ soczewek, działających na podobieństwo mikroskopu. Natomiast w lunetach *pryzmatycznych* zmienia się bieg promieni wychodzących z objektywy przy pomocy pryzmatów całkowicie odbijających, w taki sposób, iż obraz będzie prosty.



Ryc. 387.

Odwracające działanie pryzmatu uzmysławia rycina 387, na której widać, iż pryzmat z krawędzią łamiącą, ustawioną poziomo, znosi odwrócenie objektywy w kierunku pionowym (góra i dół). Podobnież pryzmat z krawędzią pionową zniesie odwrócenie w kierunku poziomym (prawa i lewa strona). A zatem obraz po odbiciu promieni w dwu takich przyzmatach umieszczonych w lunecie pryzmatycznej (ryc. 388) będzie wiernem odwzorowaniem przedmiotu.



Ryc. 388.

Dwu takich lunet razem używa się do patrzenia oboma oczami naraz, jako lornetki teatralnej lub polowej. Odstęp objektyw jest w takich lornetkach większy, aniżeli odstęp okularów. Oczy patrzącego są jakgdyby więcej rozstawione, co zwiększa plastykę efektu stereoskopowego.

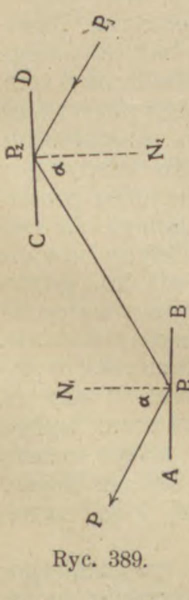
Lornetki pryzmatyczne bywają czasem zaopatrzone w podziałkę, sporządzoną w odpowiedni sposób, która pozwala mierzyć odległość oglądanego przedmiotu.

Również proste obrazy wytwarza luneta Galileusza, używana powszechnie jako lornetka teatralna. W takiej lunecie pomiędzy objektywą a jej odległością ogniskową ustawiona jest, jako okular, soczewka rozpraszająca. Ona zmienia zbieżne promienie wychodzące z objektywy na wiązkę rozbieżną, wskutek czego obraz jest prosty, pozorny i powiększony.

ROZDZIAŁ IV.

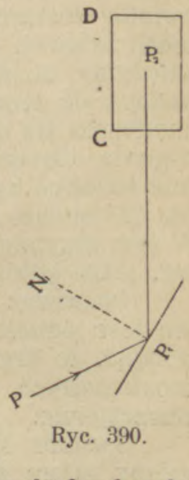
Polaryzacja i podwójne załamanie światła.

373. Polaryzacja światła. Światło zwyczajne, jakie wysyła przeważająca część źródeł świetlnych, posiada doskonałą *symetrję dookoła promienia.* Wiązka takiego światła, rzucona np. na szybę szklaną, odbija się zawsze z jednakowem natężeniem, bez względu na położenie płaszczyzny padania, byleby kąt padania był zawsze jednakowy. Inaczej zachowuje się wiązka P_1P_2 (ryc. 389), odbita od szyby AB pod kątem PP_1N_1 = około 56·6°.



Ryc. 389.

Można się o tem przekonać w następujący sposób. Rzućmy ją np. na drugą szybę CD, również pod kątem 56·6° ($P_1P_2N_2$). Obracajmy tę drugą szybę około linji P_1P_2, żeby promień trafiał ją zawsze wprawdzie pod tym samym kątem, lecz żeby zarazem płaszczyzna padania kręciła się około promienia. Przekonamy się, że światło wiązki P_1P_2 odbija się najobficiej od drugiej szyby, jeżeli płaszczyzna $N_2P_2P_3$ drugiego odbicia zajmuje położenie równoległe do płaszczyzny PP_1N_1 pierwszego odbicia (ryc. 389). Natomiast *nie odbija się wcale* (tylko przechodzi w całości przez szybę CD — jak tego wymaga prawo zachowania energji), jeżeli te płaszczyzny są do siebie prostopadłe czyli skrzyżowane (ryc. 390). W innych położeniach drugiej płaszczyzny odbicia odbijać się będzie więcej lub mniej światła, zależnie od tego, czy płaszczyzna ta zbliżoną jest więcej do położenia równoległego, czy do skrzyżowanego. Podczas jednego



Ryc. 390.

pełnego obrotu szyby *CD* natężenie światła odbitego dochodzi dwakroć do maksimum, dwakroć spada do minimum.

Światło, okazujące takie cechy, jak ów promień P_1P_2, nazywamy *prostolinijnie spolaryzowanem*. Zwierciadło *AB* albo też inny przyrząd, wytwarzający światło spolaryzowane, nosi miano *polaryzatora*.

Analizatorem natomiast jest zwierciadło *CD* albo inne jakie urządzenie, zapomocą którego można rozpoznać polaryzację światła. W świetle spolaryzowanem występują dwie *płaszczyzny symetrji*, przechodzące przez promień P_1P_2: płaszczyzna PP_1N_1 tego odbicia, które wywołało polaryzację, i druga prostopadła do niej. Mocą powszechnej umowy nazwano pierwszą z nich, t. j. płaszczyznę odbicia PP_1N_1, *płaszczyzną polaryzacji* promienia.

Podobnie jak przez odbicie od szyby szklannej światło zwyczajne polaryzuje się również przez odbicie od powierzchni wody (pod kątem 53·1°), wogóle od każdego ciała przeźroczystego; zwierciadła metalowe nie mogą tedy służyć do polaryzacji. Kąt odbicia dający światło całkowicie spolaryzowane (t. j. takie, które nie odbija się zupełnie od zwierciadła skrzyżowanego), zwany *kątem polaryzacji*, zależy od rodzaju ciała odbijającego. Jego wartość α określa prawo Brewstera: $tg\ \alpha = n$, gdzie n jest spółczynnikiem załamania ciała odb jającego.

To, co powiedzieliśmy o polaryzacji światła, stosuje się również do promieniowania ciemnego.

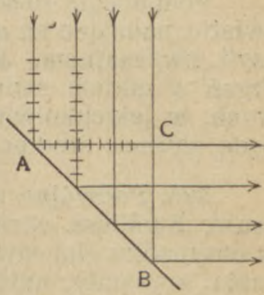
374. Kierunek drgań świetlnych. *Światło zwyczajne*. Zjawiska interferencji (ust. 331) dowodzą niezbicie, że światło polega na rozchodzeniu się pewnych drgań, nie mówią jednak nic o tem, w jakim kierunku drgania te się odbywają. Odkrycie polaryzacji światła dostarczyło pod tym względem ważnego uzupełnienia teorji falowej. Polaryzację możemy zrozumieć tylko wtedy, gdy założymy, że drgania świetlne odbywają się w kierunku *prostopadłym do promienia*, innemi słowy, że światło polega na rozchodzeniu się drgań perjodycznych *poprzecznych*. Gdyby bowiem drgania odbywały się równolegle do promienia P_1P_2 (t. zn., gdyby fale świetlne były podłużne), posiadałyby przy obrocie zwierciadła *CD* zawsze ten sam kierunek względem płaszczyzny padania. W tym przypadku nie możnaby w żaden sposób zrozumieć wpływu, jakie położenie tej płaszczyzny okazuje na zdolność odbicia.

Ponieważ w świetle prostolinijnie spolaryzowanem wpływ ten jest jednakowy na całej długości promienia, przeto należy przyjąć, że drgania w takiem świetle odbywają się po linjach prostopadłych do promienia i leżących w jednej i tej samej płaszczyźnie.

Światło spolaryzowane powstaje ze światła zwyczajnego; należy zatem przyjąć, że w świetle zwyczajnem drgania są też poprzeczne. Brak jakichkolwiek płaszczyzn symetrji dowodzi jednak, że drgania w takiem świetle nie odbywają się ciągle w jednej płaszczyźnie. W świetle naturalnem płaszczyzna drgań zmienia zatem co chwila swe położenie w ten sposób, że żaden

kierunek nie wyróżnia się wobec innych. Drganie zatem w świetle zwyczajnem jest w każdej chwili spolaryzowanem, jednakże jego płaszczyzna polaryzacji zmienia swoje położenie bezładnie i niezmiernie często.

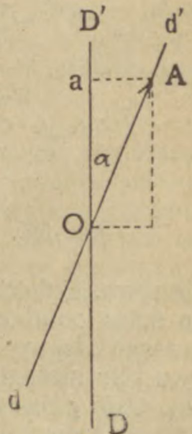
Z symetrycznego ustroju promienia spolaryzowanego prostolinijnie wynika, że kierunek drgań nie może być inny, jak tylko równoległy do jednej z płaszczyzn symetrji, a więc równoległy do płaszczyzny polaryzacji albo też do niej prostopadły. Żeby rozstrzygnąć między temi dwiema możliwościami, *Wiener* oparł się na oczywistym fakcie, że dwa promienie spolaryzowane prostolinjowo mogą znosić się przez interferencję jedynie wówczas, jeżeli ich płaszczyzny polaryzacji, a więc i kierunki drgania, są równoległe.



Ryc. 391.

Rzućmy tedy na zwierciadło *AB* (ryc. 391) pod kątem 45° promienie równoległe spolaryzowane. Spotykając się z promieniami odbitemi w obrębie trójkąta *ABC*, wytworzą one fale stojące (ust. 336) jedynie wtedy, gdy drgania są prostopadłe do płaszczyzny padania; w przeciwnym razie, drgania w promieniach padających będą prostopadłe do drgań odbitych, jak to przedstawia rycina. Otóż okazało się, że węzły fal stojących zaznaczały się najwyraźniej wówczas, gdy promienie były spolaryzowane w płaszczyźnie padania *ABC*, nie pojawiały się zaś nigdy, jeżeli płaszczyzna polaryzacji była prostopadłą do płaszczyzny padania. Stąd wynika, że *w świetle spolaryzowanem drgania są prostopadłe do płaszczyzny polaryzacji.*

375. Zasada składania drgań świetlnych. Z powyższego wynika, iż działanie przyrządów polaryzacyjnych polega na tem, że na mocy swej budowy zdolne są one przepuszczać drgania, odbywające się w jednym tylko określonym kierunku, zależnym od własności przyrządu i do przyrządu stale przywiązanym. Drgania prostopadłe do owego kierunku przyrząd powstrzymuje całkowicie (szyba szklana nie odbija, inne polaryzatory pochłaniają i t. p.).



Ryc. 392.

Dalej można dowieść, że drgania ukośne względem owego kierunku rozkładają się na dwie składowe: równoległą i prostopadłą; przyrząd przepuszcza tylko pierwszą. Ów rozkład drgań świetlnych odbywa się tak samo jak rozkład prędkości, przyśpieszeń, sił i t. p.; podobnież odbywa się ich składanie.

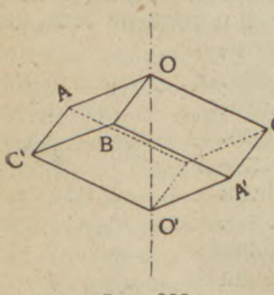
Przypuśćmy np. że *DD'* (ryc. 392) jest kierunkiem, w którym analizator przepuszcza drganie. Niechaj nań pada światło, w którem drganie świetlne odbywa się w kierunku *dd'*, tworzącym z *DD'* kąt α. Rozłóżmy drganie świetlne $OA = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} + \alpha_0\right)$ (por. ust. 332) na drgania równoległe

do kierunku drgań analizatora i prostopadłe do tego kierunku. Tylko pierwsze $Oa = OA \cos\alpha = a \cos\alpha \,.\, \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \alpha_0\right)$ przejdzie przez analizator. Jego amplituda $a \cos\alpha$ jest, jak widać, mniejsza od amplitudy światła padającego. Światło przepuszczone przez analizator będzie miało natężenie mniejsze w stosunku $\cos^2\alpha$ (ust. 124) w porównaniu ze światłem padającem. Wniosek ten doświadczenie stwierdza w zupełności.

Podobnego rozkładu można dokonać także wówczas, gdy światło padające na analizator jest światłem niespolaryzowanem czyli zwyczajnem. Jednakowoż, wskutek zupełnej bezładności drgań w takiem świetle, amplitudy lub natężenia obu składowych, w jakichkolwiek dwu do siebie prostopadłych kierunkach, będą zawsze, średnio biorąc, jednakowe.

376. Podwójne załamanie światła. Wygłoszone w ust. 342 prawo Snelliusa określa sposób załamania się światła jedynie w przypadku ciał równokierunkowych czyli izotropowych (ciecze, szkło, kryształy, należące do układu regularnego i t. p.).

Erazm Bartolin dostrzegł w r. 1669, że szpat islandzki (węglan wapniowy, krystalizujący w układzie sześciobocznym) *załamuje światło podwójnie.* Promień światła rozszczepia się w tym krysztale na dwa promienie, wskutek czego, patrząc przez kryształ, widzimy przedmioty podwójnie. Później okazało się, że wszystkie ciała różnokierunkowe załamują podwójnie; a więc wszystkie kryształy (z wyjątkiem równoosiowych), wiele ciał organicznych, ciała odkształcone różnokierunkowo, które pierwotnie były pojedynczo łamiącemi, jak np. szkło odkształcone i t. p.



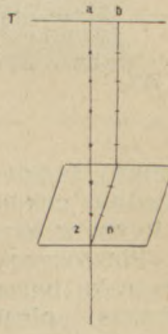
Ryc. 393.

Szpat islandzki krystalizuje się w rombościanach. Formę regularną takiego kryształu wyobraża ryc. 393. Oś główna, łączącą naroża tępe O i O', w których spotykają się trzy równe kąty rozwarte AOB, BOC i COA, ustawiona jest na tym rysunku pionowo. Dzięki doskonałej łupliwości w kierunku równoległym do ścian rombościanu można z większego kawałka szpatu wykrzesać z łatwością płytki albo słupki, które pod względem optycznym i krystalograficznym są zupełnie równoważne formie regularnej. *Osią główną*, zarazem *optyczną*, nie nazywa się tedy pewna linja w krysztale, lecz wszelki kierunek równoległy do osi formy regularnej. *Przecięciem głównym* nazywa się wszelka płaszczyzna, przechodząca przez oś optyczną OO' (lub do niej równoległa).

Rzućmy wiązkę promieni na naturalną ścianę (ryc. 394) szpatu, prostopadle do tej ściany. Każdy promień rozszczepi się

wtedy w krysztale na dwa: jeden, *zwyczajny (z)*, przechodzi przez kryształ, nie zmieniając kierunku, jakgdyby przez szkło; drugi, *nadzwyczajny (n)*, zbacza od pierwotnego kierunku i po wyjściu z płytki biegnie równolegle do pierwszego. Gdybyśmy tedy postawili za kryształem białą tablicę *T*, zobaczylibyśmy na niej dwie świetlne plamki *a* i *b*; ich odległości od siebie nie zależą od odległości tablicy, zależą jednakowoż od grubości kryształu.

Promień nadzwyczajny leży w powyższym przypadku zawsze w przecięciu głównem (płaszczyzna rysunku), prostopadłem do płaszczyzny granicznej: gdybyśmy kryształ obracali dookoła promienia padającego, promień nadzwyczajny będzie się także obracać wraz z tem przecięciem głównem. (Plamka *b* obraca się razem z kryształem, *a* natomiast stoi w miejscu.) Stąd widać, że promień nadzwyczajny nie leży w płaszczyźnie padania.



Ryc. 394.

Nietylko w tym prostym przypadku, ale zawsze, gdy światło rozchodzi się skośnie do osi szpatu, występuje podwójne załamanie: powstają wtedy zawsze dwa promienie: zwyczajny i nadzwyczajny. Zwyczajny ulega zawsze obydwom zwykłym prawom załamania (ust. 342): leży w płaszczyźnie padania, a stosunek ws aw kąta padania i załamania jest dla niego stały. Dowodzi to, że prędkość światła rozchodzącego się wzdłuż tego promienia posiada zawsze tę samą, od kierunku promienia niezależną, wartość.

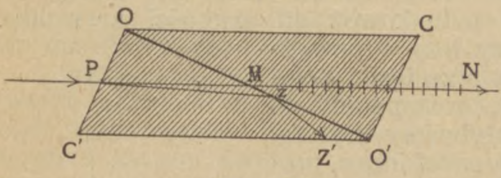
Natomiast promień nadzwyczajny uchyla się od praw Snelliusa: zbacza od płaszczyzny padania, a stosunek wstaw kąta padania i załamania — i, co zatem idzie, prędkość światła jest w nim zależną od kierunku, w jakim się rozchodzi.

W jednym tylko jedynym przypadku szpat islandzki nie załamuje światła podwójnie, gdy mianowicie światło rozchodzi się w kierunku osi: płytka ze szpatu opatrzona ścianami sztucznemi, prostopadłemi do osi zachowuje się pod każdym względem, wobec promieni padających na nie prostopadle, jak szybka ze szkła albo z innej izotropowej czyli niekrystalicznej substancji.

377. Polaryzacja przez podwójne załamanie. Pryzmat Nicola. Badanie promieni, powstających przez podwójne załamanie, za pomocą szyby szklanej albo innego jakiego analizatora, przekonywa, że oba promienie są spolaryzowane prostolinjowo. Promień zwyczajny jest spolaryzowany w przecięciu głównem zawierającem ten promień (drganie odbywa się tedy prostopadle do przecięcia głównego, a zatem także prostopadle do osi); płaszczyzna polaryzacji promieni nadzwyczajnych jest natomiast prostopadła do przecięcia głównego. Oba te wzajem prostopadłe kierunki, w których się odbywa drganie świetlne (kropki i kreski

na ryc.), nazywają się *kierunkami głównemi;* one są związane z kryształem i są określone przez jego budowę.

Szpat islandzki jest zatem doskonałym polaryzatorem, daje jednak dwie wiązki promieni, spolaryzowane w płaszczyznach do siebie prostopadłych. Można wszelako, jak okazał Nicol, pozbyć się jednej z nich przez całkowite odbicie. W tym celu podłużny kryształ szpatu *OCO'C'* (ryc. 395) przecina się piłką na dwie połowy cięciem *OMO'*, prostopadłem do przecięcia głównego (płaszczyzna rysunku), tudzież do rombowych podstaw *OC'* i *CO'* (zebranych uprzednio cokolwiek tak, żeby kąt *OCO'* = *OC'O'*, zamiast 71°, jak bywa w krysztale naturalnym, mierzył tylko 68°).



Ryc. 395.

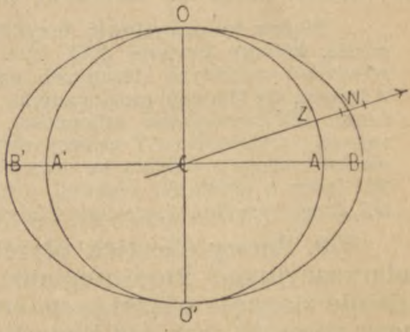
Płaszczyzny cięcia, dobrze wygładzone, skleja się napowrót warstewką balsamu kanadyjskiego, który jest ciałem optycznie rzadszem, aniżeli szpat w promieniach zwyczajnych. Promień zwyczajny *PZ'*, który trafia tę warstewkę pod kątem większym od granicznego, ulega całkowitemu odbiciu. Przechodzi przez pryzmat tylko promień nadzwyczajny, drgający w przecięciu głównem. Pryzmat Nicola, zwany przez skrócenie nikolem, bywa powszechnie używany bądźto jako polaryzator, bądź jako analizator.

Jakikolwiek polaryzator i analizator połączone razem stanowią t. zw. przyrząd polaryzacyjny. Przyrząd taki można zatem złożyć z dwu szyb szklannych albo z szyby szklannej i dającego się obracać pryzmatu Nicola i t. p. Analizator stanowi w takich przyrządach jakgdyby okular; patrzymy przezeń na przedmioty, mające się badać w świetle spolaryzowanem, umieszczone zatem między polaryzatorem i analizatorem.

378. Prędkość światła w ciałach różnokierunkowych. Powierzchnia falowa. Zapomocą pryzmatów ciętych w sposób odpowiedni można w szpacie, pobobnież jak w ciałach równokierunkowych, zmierzyć spółczynnik załamania (stosunek prędkości światła w próżni do prędkości w krysztale), zarówno promieni zwyczajnych, jak też nadzwyczajnych. Przekonano się tą drogą, że stała prędkość promieni zwyczajnych jest naogół mniejsza, aniżeli zmienna (zależnie od kierunku) promieni nadzwyczajnych. Tylko wtedy, gdy promienie nadzwyczajne biegną wzdłuż osi, obie prędkości są równe.

Zależność prędkości światła od kierunku, w jakim się ono rozchodzi w szpacie islandzkim, przedstawia t. zw. *powierzchnia falowa.* Wyobraźmy sobie, że jakikolwiek punkt *C* we wnętrzu kryształu (ryc. 396) jest źródłem fal. Po upływie jednostki czasu

falowanie rozejdzie się ze środka *C*, wzdłuż wszystkich możliwych kierunków, do granic pewnej powierzchni: jest to powierzchnia falowa. Powierzchnia falowa składać się będzie widocznie z dwu powłok, gdyż światło zwyczajne porusza się z inną prędkością, aniżeli nadzwyczajne. Co do drgań zwyczajnych, powiedzieć możemy zgóry, że właściwą im powierzchnią będzie kula (*AA'OO'* jest jej przecięcie), stosują się one bowiem do zwykłych praw załamania, mają przeto prędkość jednakową we wszystkich kierunkach. Prędkość tę przedstawia na rycinie promień *CA*.

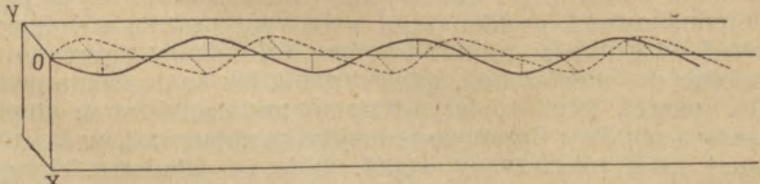


Ryc. 396.

Huygens przewidział (r. 1691), a nowsze pomiary stwierdziły w całości, że powierzchnia falowa promieni nadzwyczajnych jest *elipsoidą obrotową* (jej przecięcie *OBO'B'*): ona dotyka kuli w końcach swej mniejszej osi *OO'*, która przypada w kierunku osi optycznej. Każdy promień wodzący tej elipsoidy (*CB*, *CN* i t. d.) przedstawia prędkość promienia nadzwyczajnego, biegnącego w kierunku tego promienia wodzącego. Powierzchnię falową otrzymamy przez obrót całkowity ryc. 396 dookoła osi optycznej *OO'*.

Na rycinie widać zatem, że promienie nadzwyczajne biegnące wzdłuż osi mają prędkość *CO* równą prędkości promieni zwyczajnych, promienie natomiast nadzwyczajne, które się rozchodzą prostopadle do osi, posiadają prędkość największą (*CB*). Inne posiadają pośrednie prędkości. Wszystkie kryształy zachowujące się jak szpat, nazywają się *ujemnemi*. Te natomiast, w których prędkość promieni zwyczajnych jest większa (lód, kwarc i t. p.) noszą nazwę *dodatnich*.

Światło w promieniach biegnących w różnych kierunkach kryształu drga w różnych naogół kierunkach (kropki i kreski na



Ryc. 397.

rycinach). Stąd widać, że ***prędkość światła w kryształach zależną jest od kierunku drgań promieni.*** Fakt ten jest za-

sadniczym w teorji podwójnego załamania: z niego wynika, że światło zwyczajne albo spolaryzowane (o ile drgania nie są w niem równoległe do jednego z głównych kierunków) *rozkłada* się w krysztale na dwa szeregi fal, z których jedne drgają równolegle do jednego, drugie do drugiego kierunku głównego; rozchodząc się z różnemi prędkościami, wytwarzają one dwa promienie, czem się tłumaczy podwójne załamanie.

Można to uzmysłowić przykładem fal sprężystych poprzecznych na pręcie, którego przekrój *OXY* (ryc. 397) jest nieokrągły, a wskutek tego sztywność w różnych kierunkach ugięcia rozmaita: w jednym największa, w innym, do tamtego prostopadłym, najmniejsza. Fale, uginające pręt w kierunku *OX* największej sztywności, biec będą prędzej od tych, które go uginają w kierunku *OY* prostopadłym do tamtego. Wszelkie wstrząśnienie ukośne rozłoży się zatem na dwie składowe *OX* i *OY*, wzbudzi dwa szeregi fal: jeden o prędkości większej, o falach dłuższych, drgających w kierunku *OX*, drugi o prędkości mniejszej i falach odpowiednio krótszych w kierunku *OY*.

379. Barwy cienkich płytek krystalicznych w przyrządzie polaryzacyjnym. Rozszczepienie promieni światła na dwie oddzielnie biegnące wiązki promieni zwyczajnych i nadzwyczajnych może nastąpić, wskutek podwójnego załamania, tylko wówczas, gdy grubość kryształu łamiącego światło jest dostatecznie duża (por. ryc. 394). W bardzo cienkich natomiast płytkach krystalicznych (jakie się otrzymuje np. przez łupanie gipsu lub miki) oba promienie biegną razem po wyjściu z płytki. Można jednakowoż je wykazać zapomocą następującego doświadczenia.

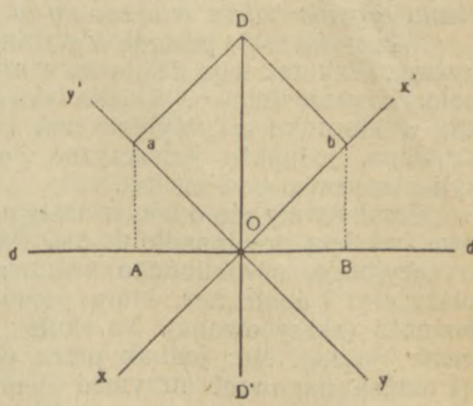
Umieśćmy taką cienką płytkę w przyrządzie polaryzacyjnym, między polaryzatorem a analizatorem. Jeżeli światło użyte jest białe, *płytka okaże zabarwienie*, zupełnie podobne do tego, jakie występuje w cienkich blaszkach, w białem świetle odbitem (ust. 334). Zabarwienie zmienia się zależnie od grubości płytki i od położenia jej kierunków głównych względem kierunków analizatora i polaryzatora. Występuje najwyraźniej, jeżeli kierunki główne tworzą kąt 45° z płaszczyznami drgań analizatora i polaryzatora. Gdyby światło użyte było jednorodnem, zobaczylibyśmy w takiem doświadczeniu tylko zmianę natężenia światła.

Zjawisko powyższe tłumaczy się w następujący sposób. Oba promienie, zwyczajny i nadzwyczajny, rozchodząc się w płytce z niejednakowemi prędkościami nabywają pewnej różnicy faz, zależnej od grubości płytki. Pomimo tej różnicy promienie nie są zdolne do interferencji, gdyż drgania ich są do siebie prostopadłe. Inaczej, jeżeli spojrzymy na nie przez analizator: on przepuszcza z obydwu drgań po jednej tylko składowej, w kierunku własnej swej płaszczyzny drgań. Obie te składowe, drgające w jednej płaszczyźnie, ulegają interferencji: osłabiają się lub wzmacniają, zależnie od różnicy faz nabytej w płytce.

Prędkości rozchodzenia się obu promieni w płytce zależą od rodzaju światła: są inne w świetle czerwonem, inne w fioletowem. Niektóre zatem z pomiędzy składników światła białego

zostaną w analizatorze osłabione lub całkowicie wygaszone, inne znowu wzmocnione, stąd zabarwienie.

Wpływ płytki na drgania świetlne okazuje ryc. 398. Przypuśćmy, że płaszczyzny drgań analizatora *dd'* i polaryzatora *DD'* są skrzyżowane. Kierunki główne płytki są *xx'* i *yy'*. Jeżeli *OD* wyobraża amplitudę drgań światła po wyjściu z polaryzatora, to *Oa* i *Ob* będą amplitudami dwu drgań w płytce, zaś *OA* i *OB* amplitudami drgań w kierunku analizatora, które jedynie przezeń przechodzą i interferują zależnie od różnicy faz.



Ryc. 398.

380. Polaryzacja eliptyczna i kolista. W doświadczeniu opisanem w ostatnim ustępie światło, po wyjściu z płytki, a przed wejściem do analizatora, nie jest zwyczajnem, ani też spolaryzowanem prostolinjowo. W każdym bowiem promieniu płytka wytworzyła dwa drgania, zwyczajne i nadzwyczajne, prostopadłe do siebie; amplitudy ich są naogół różne i fazy niejednakowe. Wypadkową takich dwu drgań jest drganie eliptyczne (ust. 28), stąd też światło nosi w tym przypadku nazwę *spolaryzowanego eliptycznie*.

W ruchu jakiej cząstki materjalnej (np. wahadła) elipsa wypadkowa wyobraża rzeczywiście tor, po którym biega cząstka. W świetle natomiast polaryzacja eliptyczna polega na tem, że drganie świetlne zmienia nieustannie swą długość i kierunek w taki sposób, że jego koniec zakreśla elipsę.

Polaryzacja eliptyczna przechodzi w *kolistą*, a to mianowicie wówczas, gdy obie składowe drgania mają amplitudy równe, a fazy ich różnią się o nieparzystą ilość ćwierci okresu. W promieniu spolaryzowanym kolisto drganie świetlne zmienia nieustannie kierunek, lecz jego długość pozostaje stałą.

Światło koliste może być *prawe* albo *lewe*, zależnie od kierunku, w którym się obraca drganie, w stosunku do oka patrzącego na światło.

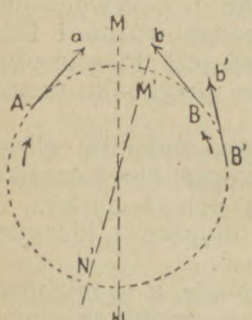
381. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji. W niektórych kryształach, które podobnie jak szpat należą do układów o jednej

osi optycznej, rozchodzenie się światła w kierunku osi odbywa się inaczej aniżeli w szpacie: prędkości rozchodzenia się promieni zwyczajnego i nadzwyczajnego nie są jednakowe. Kryształy takie wykazują zatem załamanie podwójne także w kierunku osi optycznej. Jednakowoż *oba promienie biegnące wzdłuż osi nie są wtedy spolaryzowane prostolinjowo, lecz kolisto; w jednym promieniu drganie koliste odbywa się w prawo, w drugim w lewo.*

Własności takie posiada w wybitnym stopniu kryształ skalny (kwarc). Wskutek tego działa on w szczególny sposób na światło spolaryzowane linjowo. Wiązka takiego światła, rzucona na kryształ w kierunku osi, wyjdzie zeń znowu prostolinjowo spolaryzowana, jednakże płaszczyzna polaryzacji będzie obrócona czyli *skręcona* o pewien kąt.

Przekonamy się o tem w następujący sposób. Płytkę kwarcową, wyciętą prostopadle do osi, wstawiamy do przyrządu polaryzacyjnego, oświetlonego światłem jednorodnem, pomiędzy polaryzator i analizator, które poprzednio były nastawione na ciemność (skrzyżowane). Na skutek wstawienia płytki *pole widzenia rozjaśni* się; jednak przez obrót analizatora o pewien kąt można napowrót otrzymać ciemność. Kąt tego obrotu jest *kątem skręcenia płaszczyzny polaryzacji.* Zależnie od kierunku obrotu odróżnia się kryształy kwarcu, skręcające w prawo (zgodnie z kierunkiem obrotu wskazówek zegarka), lub w lewo. Kąt obrotu jest zawsze proporcjonalny do grubości płytki.

Zjawisko powyższe tłumaczy się jak następuje. Dwa obroty jednostajne po kole, odbywające się jednocześnie, w kierunkach przeciwnych, składają się zawsze na ruch drgający prosty. Jeśli bowiem *Aa* i *Bb* (ryc. 399) oznaczają prędkości w obu ruchach kolistych, to widocznem jest, że ich składowe prostopadłe do stałej linji symetrji *MN* będą się zawsze znosiły; składowe zaś równoległe do *MN* złożą się na drganie prostolinijne w kierunku *MN*. Nawzajem, drganie prostolinijne można rozłożyć na dwa obroty jednostajne w przeciwnych kierunkach. Przypuśćmy, że jeden z obrotów, np. lewy, opóźnił się z jakiegokolwiek powodu (w kwarcu wskutek różnej prędkości obu promieni). Wtenczas prędkości *Aa* w jednym odpowiadać będzie w drugim obrocie prędkość *B'b'*, co do fazy wcześniejsza. I teraz jeszcze oba obroty złożą się napowrót na drganie proste, lecz linja symetrji obróci się w prawo do *M'N'*, a wślad za nią obróci się o ten sam kąt płaszczyzna polaryzacji.



Ryc. 399.

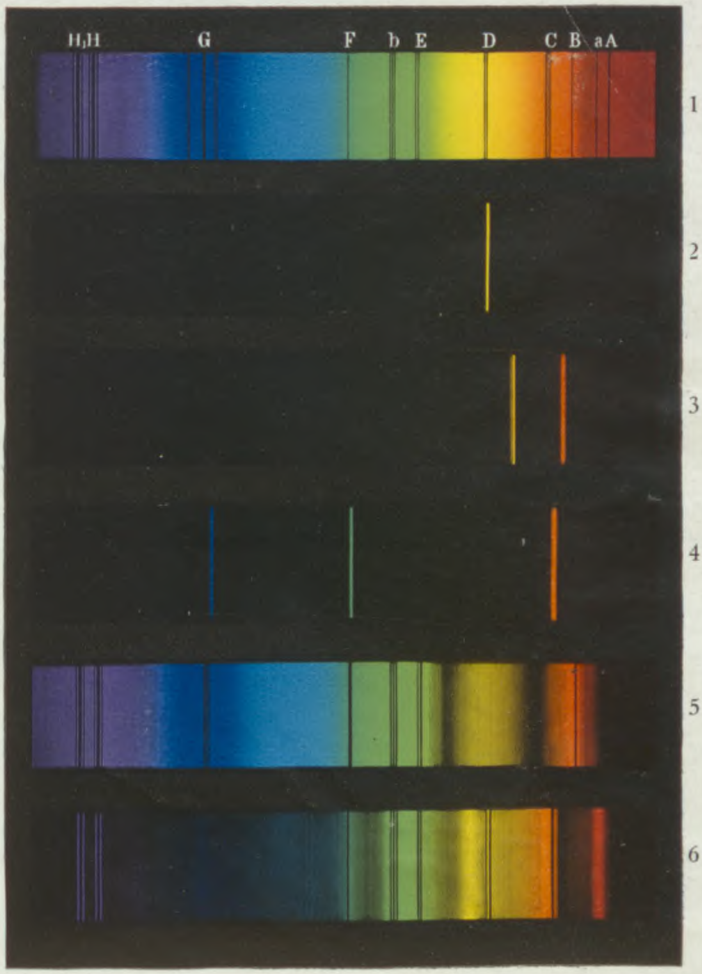
Kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji zależy od długości fali: zazwyczaj bywa najmniejszy w barwie czerwonej, największy

w fioletowej. Wskutek tego w świetle białem ciała skręcające (zwłaszcza płytki kwarcowe) okazują w przyrządzie polaryzacyjnym żywe barwy, zmieniające się podczas obrotu analizatora.

Skręcenie płaszczyzny polaryzacji spotyka się nietylko w kryształach, lecz i w niektórych ciałach bezpostaciowych, zarówno stałych, jak ciekłych (olejek terpentynowy, roztwór cukru w wodzie i mnóstwo innych), a nawet w gazach i parach. O ile wiadomo, własność tę mają w stanie bezpostaciowym li tylko związki węgla. Okazało się zarazem, że każde ciało skręcające występuje w dwu odmianach, skręcających jednakowo, lecz w kierunkach przeciwnych, jako odmiana prawa i lewa (izomerja optyczna).

Ważnem zastosowaniem praktycznem skręcenia jest *sacharymetrja optyczna*. Roztwór cukru (trzcinowego) w wodzie skręca płaszczyznę polaryzacji, zależnie od k ncentracji roztworu. Zmierzywszy zatem kąt skręcenia, można oznaczyć koncentrację.

Tablica widm.



Fr. Vieweg i Syn, Brunszwik.